

Oct 23 1934

ZEITSCHRIFT FÜR PHYSIK

HERAUSGEGEBEN UNTER MITWIRKUNG
DER
DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT
VON
KARL SCHEEL

90. BAND. 11. UND 12. HEFT
MIT 67 TEXTFIGUREN
(ABGESCHLOSSEN AM 17. SEPTEMBER 1934)



VERLAG VON JULIUS SPRINGER, BERLIN

1934

erscheint zwanglos in einzelnen Heften; 12 Hefte bilden einen Band.

Die Zeitschrift für Physik ist durch jede Buchhandlung sowie durch die Verlagsbuchhandlung Julius Springer, Berlin W9, Linkstraße 23/24, zu beziehen. Die Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft erhalten die Zeitschrift für Physik zu einem mit dem Vorstände der Gesellschaft vereinbarten Vorzugspreis geliefert.

Es wird ausdrücklich darauf aufmerksam gemacht, daß mit der Annahme des Manuskriptes und seiner Veröffentlichung durch den Verlag das ausschließliche Verlagsrecht für alle Sprachen und Länder an den Verlag übergeht, und zwar bis zum 31. Dezember desjenigen Kalenderjahres, das auf das Jahr des Erscheinens folgt. Hieraus ergibt sich, daß grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden können, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind, und die auch nachträglich nicht anderweitig zu veröffentlichen der Autor sich verpflichtet.

Die Mitarbeiter erhalten von ihren Arbeiten 75 Sonderdrucke unentgeltlich. Weitere 75 Exemplare werden, falls bei Rücksendung der 1. Korrektur bestellt, gegen eine angemessene Entschädigung geliefert. Darüber hinaus gewünschte Exemplare müssen zum gleichen Preise berechnet werden, den die Arbeit im Heft kostet, da die umfangreiche Versendung von Sonderdrucken den Absatz der Zeitschrift schädigt. Dissertationsexemplare werden von der Verlagsbuchhandlung grundsätzlich nicht geliefert.

Autorkorrekturen, d. h. nachträgliche Textänderungen werden, soweit sie 10% der Satzkosten übersteigen, den Verfassern in Rechnung gestellt.

Manuskriptsendungen sind zu richten an Herrn Geh. Reg.-Rat Professor Dr. Karl Scheel, Berlin - Dahlem, Werderstraße 28.

90. Band

Inhalt

11. und 12. Heft

	Seite
H. Harmsen, G. Hertz und W. Schütze , Weitere Versuche zur Isotopentrennung. Reindarstellung des schweren Wasserstoffs durch Diffusion. Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 16. Juni 1934)	703
W. Holst und E. Hulthén , Eine Untersuchung über die Bandenspektren des Aluminiumhydrides und Aluminiumdentrises. Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 27. Juni 1934)	712
W. Holst , Über ein neues Bandenspektrum von Aluminiumhydrid. Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 2. Juli 1934)	728
W. Holst , Über ein neues $^1\Sigma^{***} \rightarrow ^1\Pi$ -System des Aluminiumhydrides. Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 23. Juli 1934)	735
Walter Henneberg , Über achromatische elektrische Elektronenlinsen. (Aus dem Forschungs-Institut der AEG.) Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 5. Mai 1934)	742
H. Johannson , Das elektrische Immersionsobjektiv als System der Braunschen Röhre. (Aus dem Forschungs-Institut der AEG.) Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 5. Mai 1934)	748
Paul Wenzel , Zur Theorie der anomalen α -Streuung. Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 14. Juni 1934)	754
Erich Frank , Über Reichweite und Absorption natürlicher H-Strahlen. Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 3. Juli 1934)	764
H. Pose und K. Diebner , Streuung von α -Teilchen an H-Kernen. Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 5. Juli 1934)	773
A. Alchanjan und M. Kosman , Die Absorption harter Röntgenstrahlen im Blei. Mit 9 Abbildungen. (Eingegangen am 8. März 1934)	779
L. Dobrezow , Ionisation von Alkalimetallatomen auf Wolfram, Molybdän und thoriertem Wolfram. Mit 13 Abbildungen. (Eingegangen am 15. Juni 1934)	788
N. N. Malov , Die Berechnung der Erwärmung von zylindrischen Körpern im Kondensatorfelde. (Eingegangen am 2. Juli 1934)	802
K. Butkow , Die Absorptionsspektren der Dämpfe der Halogenverbindungen von dreiwertigem Wismut und Antimon. Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 1. Juli 1934)	810
K. Butkow und W. Tschassowenny , Absorptionsspektrum des Zinnsulfiddampfes. (Eingegangen am 1. Juli 1934)	815
V. Weiskopf , Berichtigung zu der Arbeit: Über die Selbstenergie des Elektrons. (Eingegangen am 20. Juli 1934)	817
Autorenregister	819
Namenregister für Band 86 bis 90	822
Titel und Inhalt zum 90. Bande	

Weitere Versuche zur Isotopentrennung.

Reindarstellung des schweren Wasserstoffs durch Diffusion.

Von **H. Harmsen, G. Hertz** und **W. Schütze** in Berlin-Charlottenburg.

Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 16. Juni 1934.)

Die Leistungsfähigkeit der früher beschriebenen Apparatur zur Trennung von gasförmigen Isotopengemischen ist durch Verdoppelung der Zahl der Trennungsglieder sowie durch Benutzung größerer Pumpen bei einem Teil der Trennungsglieder so weit erhöht worden, daß bereits durch einmalige Anwendung des Verfahrens aus normalem Neon das Isotop 22 praktisch rein hergestellt werden kann. Auch das schwere Wasserstoffisotop läßt sich mit Hilfe der Apparatur in großer Reinheit darstellen. Ausgehend von einem Wasserstoff, welcher etwa 1‰ des schweren Isotops enthält, ergibt sich in 8 Stunden 1 cm^3 spektral-reiner schwerer Wasserstoff von Atmosphärendruck.

In zwei früheren Arbeiten¹⁾ ist ein Verfahren zur Trennung von gasförmigen Isotopengemischen beschrieben worden, welches bisher die vollständige Trennung der Neonisotopen 20 und 22 ermöglicht hat. Wir beabsichtigen, das Verfahren zur Abtrennung der seltenen Isotopen von Kohlenstoff, Stickstoff und Sauerstoff zu benutzen, um die genaue Bestimmung ihres Atomgewichtes sowie die der Feinstruktur ihrer Spektrallinien zu ermöglichen²⁾. Wegen der sehr geringen Konzentration, in welcher diese Isotopen in den normalen Elementen vorhanden sind, würde bei unserer bisherigen aus 24 Trennungsgliedern bestehenden Apparatur jedoch eine mehrfache Anwendung des Verfahrens und damit ein großer Zeitaufwand notwendig gewesen sein. Es schien uns daher zweckmäßiger, die Leistungsfähigkeit der Apparatur durch Erhöhung der Zahl der Trennungsglieder noch zu steigern und außerdem bei der Konstruktion der neu hinzugefügten Trennungsglieder der Tatsache Rechnung zu tragen, daß in den hauptsächlich interessierenden Fällen C^{13} , N^{15} und O^{18} es stets das schwerere Isotop ist, welches in sehr geringer Menge vorhanden ist.

Die Zahl der Trennungsglieder wurde verdoppelt, so daß die Apparatur jetzt 48 Trennungsglieder enthält. Da die alte Apparatur für die Neonisotopen 20 und 22 eine Vergrößerung des Konzentrationsverhältnisses um den Faktor 40 ergab, so war für die neue ein Faktor 1600 zu erwarten. Genau gemessen haben wir den tatsächlich erreichten Faktor nicht. Durch einen Versuch mit Neon wurde jedoch festgestellt, daß die Apparatur

¹⁾ G. Hertz, ZS. f. Phys. **79**, 108, 1932; H. Harmsen, ebenda **82**, 589, 1933.

— ²⁾ Inzwischen ist es durch Anwendung des Verfahrens auf Methan gelungen, eine kleine Menge dieses Gases zu erhalten, welche, wie die massenspektrographische Untersuchung zeigte, mindestens 10% C^{13} enthielt.

tatsächlich aus normalem Neon bei einmaliger Anwendung des Verfahrens das Neon 22 so rein liefert, daß das Neon 20 spektroskopisch nicht mehr zu erkennen war. Da mit der benutzten spektroskopischen Einrichtung ein Gehalt von 5% Neon 20 mit Sicherheit noch hätte erkannt werden können, so ist der erreichte Trennungsgrad jedenfalls größer als 500. Nach den früher mit der kleinen Apparatur gemachten Erfahrungen ist anzunehmen, daß er tatsächlich wesentlich größer ist und dem zu erwartenden Wert von 1600 nahe kommt.

Außer dem im Endzustande zu erreichenden Trennungsgrad kommt es aber sehr wesentlich auf die Geschwindigkeit an, mit welcher das schwere Isotop durch die Apparatur hindurchtransportiert wird, da hierdurch die zur Durchführung der Trennung notwendige Zeitdauer bestimmt ist. Der Anfangswert dieser Transportgeschwindigkeit ist, wie aus Gleichung (2) der Arbeit von G. Hertz hervorgeht, proportional

$$c_0 n_0 [f'' + (1 - f)'' - 1].$$

Hierin bedeutet c_0 die Konzentration, in welcher das schwere Isotop zu Anfang vorhanden ist, n_0 ist proportional der in der Zeiteinheit durch die Tonrohre des Trennungsgliedes hindurchdiffundierenden und durch die Pumpe geförderten Gasmenge, μ ist gleich der Wurzel aus dem Verhältnis der Molekulargewichte der zu trennenden Gase, und f ist eine Zahl, welche sich auf die Längenverhältnisse der zu dem Trennungsgliede gehörigen Tonrohre bezieht. Bezüglich ihrer Bedeutung sei auf die Arbeit von G. Hertz verwiesen. Will man bei gegebenem kleinen Werte von c_0 die Transportgeschwindigkeit vergrößern, so kann man zunächst n_0 steigern. Der einfachste Weg hierzu ist, daß man statt eines einzelnen Tonrohres mehrere parallelgeschaltete Rohre benutzt. Notwendig ist dabei, daß man gleichzeitig die Leistung der Pumpe so weit steigert, daß sie trotz der vergrößerten pro Sekunde hindurchtretenden Gasmenge den Druck in dem Raume, in welchen das Gas durch die Rohre hineindiffundiert, genügend niedrig hält. Wir haben dementsprechend in den ersten sechs Trennungsgliedern an demjenigen Ende der Apparatur, an welchem die Konzentration des schweren Isotops dauernd sehr klein ist, die einfachen Tonrohre durch je vier parallelgeschaltete Rohre ersetzt, welche zusammen in einem gemeinsamen äußeren Glasrohre untergebracht sind, in welchem durch die Pumpe das Vakuum aufrechterhalten wird. Da die für die anderen Trennungsglieder benutzten kleinen Quecksilberdampfstrahlpumpen hier nicht ausreichen würden, sind für diese ersten sechs Trennungsglieder dreistufige Pumpen (Modell IV der Firma Hanff & Buest) eingebaut worden. Ferner kann man die Transportgeschwindigkeit, allerdings auf Kosten des Tren-

nungsgrades¹⁾, dadurch erhöhen, daß man an demjenigen Ende der Apparatur, an welchem die Konzentration c sehr klein ist, die Trennungsglieder so baut, daß sich ein größerer Wert von f ergibt. Dementsprechend wurden die Längen der Tonrohre so gewählt, daß sich für die ersten sechs Trennungsglieder der Reihe nach folgende Werte für die Zahl f ergaben: $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{6}$, $\frac{1}{6}$, $\frac{1}{8}$, $\frac{1}{10}$, $\frac{1}{12}$. Die nächsten sechs Glieder sind Glieder mit $f = \frac{1}{6}$, und die übrigen 36 solche mit $f = 0$. Beide sind genau dieselben wie diejenigen, aus denen die von H. Harmsen²⁾ beschriebene Apparatur zusammengesetzt war. Für die

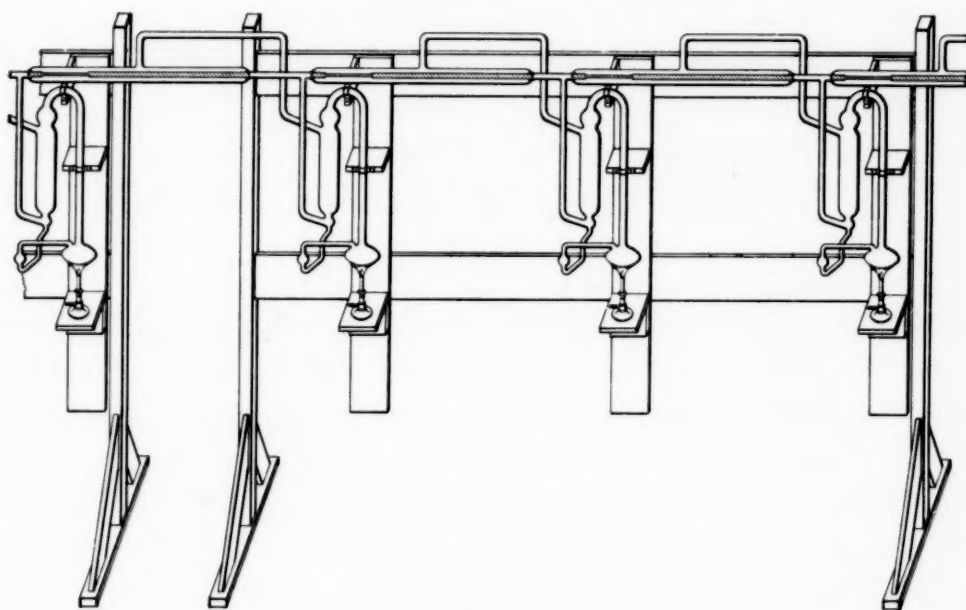


Fig. 1.

Wahl der bei den ersten sechs Trennungsgliedern von Glied zu Glied veränderlichen Werte der Größe f war die Absicht maßgebend, die Abmessungen der Trennungsglieder den an den betreffenden Stellen zu erwartenden Konzentrationen anzupassen.

Ebenso wie früher wird die ganze Apparatur durch die an Holzgestellen befestigten Pumpen getragen. Es sind acht Gestelle von je 2 m Länge aufgestellt worden, von denen jedes an jeder Seite drei Pumpen trägt. In Fig. 1 ist ein solches Gestell dargestellt, jedoch sind nur die auf der dem Beschauer zugewandten Seite befindlichen Pumpen und Rohre eingezeichnet. Die acht Gestelle sind in der in Fig. 2 dargestellten Weise aufgestellt, so daß die gesamte, 48 Trennungsglieder umfassende Apparatur in einer zweimal hin und her laufenden Reihe angeordnet ist. Auf diese Weise liegen die beiden Enden der Apparatur nahe zusammen. Ein quer vor dem Ende aufgestelltes größeres Holzgestell trägt die Endvolumina, zwei Pumpen zum Evakuieren der Apparatur, sowie eine Töpler-Pumpe

¹⁾ Vgl. G. Hertz, l. c. S. 120. — ²⁾ H. Harmsen, l. c. S. 602.

zur Kompression der gewonnenen Fraktionen. An diesem Gestell waren bei den weiter unten zu beschreibenden Versuchen mit Wasserstoff auch die Einrichtungen zur Erzeugung und Reinigung des Wasserstoffs angebracht. Wie schon bei der früheren Apparatur sorgte eine automatische Sicherungsanlage für das Absperren von Gas und Wasser im Falle einer Störung.

Mit Versuchen zur Abtrennung des von H. C. Urey entdeckten Wasserstoffisotops¹⁾ mit dem Atomgewicht 2 haben wir bereits im Jahre 1932 begonnen. Das Ergebnis dieser ersten, mit der alten Apparatur angestellten

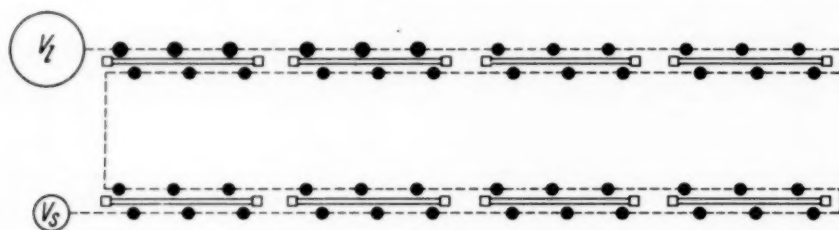


Fig. 2.

Versuche war jedoch sehr unbefriedigend, da trotz langer Versuchsdauer nur eine Anreicherung auf etwa 1% erreicht wurde. Ein Massenspektrum einer damals erhaltenen Fraktion ist in einer Arbeit von H. Lukanow und W. Schütze²⁾ veröffentlicht worden. Der Grund für das Mißlingen dieser Versuche dürfte vor allem darin zu suchen sein, daß wir den Wasserstoff elektrolytisch hergestellt haben. Wie wir heute aus den Arbeiten von Washburn und Urey³⁾ sowie von Lewis⁴⁾ wissen, haben wir uns damit als Ausgangsmaterial einen Wasserstoff hergestellt, welcher möglichst wenig von dem gesuchten Isotop enthielt.

Bei den neuerdings wieder aufgenommenen Versuchen, über welche hier berichtet werden soll, haben wir als Ausgangsmaterial eine Kalilauge verwendet, welche längere Zeit in einer technischen Wasserstofferzeugungsanlage als Elektrolyt benutzt worden war⁵⁾. Aus dieser Lauge wurde durch Einleiten von Kohlensäure und Abdestillieren zunächst Wasser hergestellt. Eine Messung der Dichte dieses Wassers ergab, daß es etwa 1‰ schweres Wasser enthielt. Zur Darstellung des gasförmigen Wasserstoffs aus diesem Wasser wurde die Reduktion von Wasserdampf durch Magnesium benutzt. In einem vertikal angeordneten Glasrohr von 5 cm Durchmesser und 60 cm Länge war ein mit Magnesiumspänen gefülltes und an beiden Enden durch

¹⁾ H. C. Urey, F. G. Brickwedde u. G. M. Murphy, Phys. Rev. **40**, 1, 1932. — ²⁾ H. Lukanow u. W. Schütze, ZS. f. Phys. **82**, 610, 1933. — ³⁾ E. W. Washburn u. H. C. Urey, Proc. Nat. Acad. **18**, 496, 1932. — ⁴⁾ G. N. Lewis, Journ. Amer. Chem. Soc. **55**, 1297, 1933. — ⁵⁾ Für die Überlassung der Elektrolytflüssigkeit sagen wir den Harburger Ölwerken Brinckmann & Mergell unseren besten Dank.

Drahtnetz verschlossenes Eisenrohr von 3 cm Durchmesser, 30 cm Länge und etwa 1 mm Wandstärke aufgehängt. Das zu zersetzende Wasser wurde im Vakuum in das Glasrohr hineindestilliert und das Eisenrohr von außen durch eine Hochfrequenzspule erhitzt. Der entwickelte Wasserstoff wurde durch flüssige Luft von Wasserdampf und anderen kondensierbaren Verunreinigungen befreit und durch ein elektrisch geheiztes Palladiumrohr in die Apparatur eingelassen.

Als Endvolumen am leichten¹⁾ Ende der Apparatur dienten vier Glaskugeln von zusammen 20 Liter Inhalt. Am schweren Ende war außer einem mit flüssiger Luft zu kühlenden Rohr mit Absorptionskohle kein besonderes Endvolumen angebracht. Außerdem befand sich hier, ebenso wie an mehreren anderen Punkten der Apparatur, ein Spektralrohr, welches es ermöglichte, den Trennungsvorgang durch Beobachtung der Balmer-Linien zu verfolgen.

Da das benutzte Ausgangsmaterial nur etwa 1⁰/₀₀ des schweren Isotops enthielt, so war dieses Isotop praktisch vollständig in der Form von Molekülen H^1H^2 vorhanden. Es wäre also zunächst nur möglich gewesen, ein 50% des schweren Isotops enthaltendes Gas zu gewinnen. Zu einer Reindarstellung des schweren Isotops war es nötig, die Moleküle umzubauen, um eine genügende Menge von Molekülen H_2^2 herzustellen. Zu diesem Zweck wurde ein Viertel der Gesamtlänge vom schweren Ende entfernt ein Entladungsrohr angebracht, welches während des Betriebes dauernd eingeschaltet blieb. Auf diese Weise konnte damit gerechnet werden, daß an dieser Stelle stets die Konzentrationen der drei Arten von Molekülen, H_2^1 , H^1H^2 und H_2^2 , den vorhandenen Atomkonzentrationen gemäß den Wahrscheinlichkeitsgesetzen entsprächen. Die hierbei gebildeten Moleküle H_2^1 wandern zum leichten Ende ab, während H_2^2 sich am schweren Ende sammelt.

Schwierigkeiten ergaben sich zunächst durch die Anwesenheit von Verunreinigungen. Wegen ihres größeren Molekulargewichtes werden sie sämtlich zusammen mit dem schweren Isotop am schweren Ende der Apparatur gesammelt. Das Anbringen eines durch flüssige Luft gekühlten Rohres genügt nicht, vielmehr mußte Kohle in flüssiger Luft zur Entfernung der Verunreinigungen benutzt werden. Hierbei ergab sich aber der Übelstand, daß die Kohle eine zu große Menge Wasserstoff aufnahm. Dies konnte dadurch vermieden werden, daß außer dem Wasserstoff eine geringe Menge Neon der Apparatur zugeführt wurde, und zwar so viel,

¹⁾ Der Kürze des Ausdrucks wegen ist im folgenden dasjenige Ende der Apparatur, an welchem sich die leichtere Fraktion sammelt, als das „leichte“, das andere als das „schwere“ Ende bezeichnet.

daß es gerade genügte, um etwa sechs Trennungsglieder am schweren Ende zu füllen. Infolge des großen Unterschiedes im Molekulargewicht ist die Trennung von Neon und Wasserstoff äußerst scharf, so daß sich der Übergang von reinem Neon zu reinem Wasserstoff im Gleichgewichtszustande nur über zwei bis drei Trennungsglieder erstreckt. Es ergibt sich nunmehr eine Verteilung der verschiedenen in der Apparatur vorhandenen

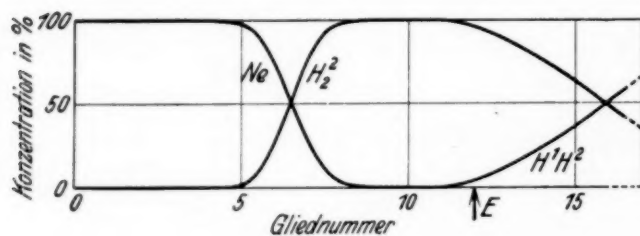


Fig. 3.

Gase, wie sie in Fig. 3 dargestellt ist¹⁾. Die in Wirklichkeit von Trennungsglied zu Trennungsglied sprunghaft veränderlichen Konzentrationen der einzelnen Komponenten sind darin

schematisch in ihrer Abhängigkeit vom Abstände vom schweren Ende der Apparatur dargestellt. Durch das Neon wird der Wasserstoff von der am linken (schweren) Ende befindlichen Kohle getrennt. Die Verunreinigungen wandern wegen ihres großen Molekulargewichtes durch das Neon hindurch und werden in der Kohle absorbiert. Der scharfe Übergang vom Neon zum Wasserstoff läßt sich gut beobachten, indem man von außen durch einen kleinen Hochfrequenzapparat das Gas in der Apparatur zum Leuchten bringt. Die Verteilung der Wasserstoffmoleküle verschiedener Isotopenzusammensetzung läßt sich nicht genau beobachten und ist in der Figur nur qualitativ eingetragen. *E* ist die Stelle, an welcher sich das zur Umbildung der Moleküle dienende Entladungsrohr befindet.

Wegen der geringen Konzentration des schweren Isotops im Ausgangsmaterial muß das Gas im Endvolumen am leichten Ende von Zeit zu Zeit erneuert werden. Dies geschah alle 4 Stunden. Nach etwa 20 Stunden Betriebsdauer hatte sich dann der in Fig. 3 dargestellte Zustand eingestellt. Mit Hilfe einer Töpler-Pumpe konnte nunmehr zunächst das Neon und dann der schwere Wasserstoff am schweren Ende abgepumpt werden. Hierauf wurde das Neon, welches natürlich auch eine gewisse Menge schweren Wasserstoff enthielt, wieder in die Apparatur zurückgepumpt. Bei Versuchen, bei denen es darauf ankam, den schweren Wasserstoff völlig frei von Neon zu erhalten, wurde er durch ein elektrisch geheiztes Palladiumrohr hindurch abgepumpt.

¹⁾ Die Figur stellt die Verteilung nur für etwa ein Drittel der Gesamtlänge der Apparatur am schweren Ende dar. Im übrigen Teil vollzieht sich der Übergang von H^1H^2 zu H_2^1 .

Wie schon gesagt, dauerte es vom Betriebsbeginn an etwa 20 Stunden, bis zum ersten Male schwerer Wasserstoff gewonnen werden konnte. Nachdem die Apparatur aber erst einmal im Gange und ein großer Teil von ihr bereits schweren Wasserstoff in höherer Konzentration enthielt, konnte schon nach einigen Stunden wieder abgefüllt werden. Durchschnittlich ergab sich in 8 Stunden 1 cm^3 reiner schwerer Wasserstoff von Atmosphärendruck.

Der erhaltene schwere Wasserstoff wurde spektroskopisch und massenspektroskopisch untersucht. Bei der Füllung von Spektralröhren war es notwendig, den in der Wasserhaut des Glases und in den Elektroden enthaltenen normalen Wasserstoff möglichst vollständig zu entfernen bzw. durch schweren Wasserstoff zu ersetzen. Hierzu wurden die aus Nickel bestehenden Elektroden zunächst im Hochvakuum durch Hochfrequenzheizung ausgeglüht. Dann wurde das Rohr längere Zeit mit mehrfach erneuertem schwerem Wasserstoff betrieben. Der zur Spülung benutzte schwere Wasserstoff wurde am leichten Ende wieder in die Apparatur hineingepumpt, so daß er nicht verlorenging. Fig. 4 zeigt eine mit einem kleinen Gitter¹⁾ gemachte

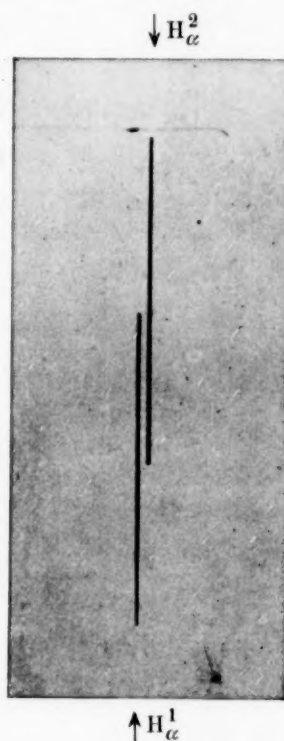


Fig. 4.

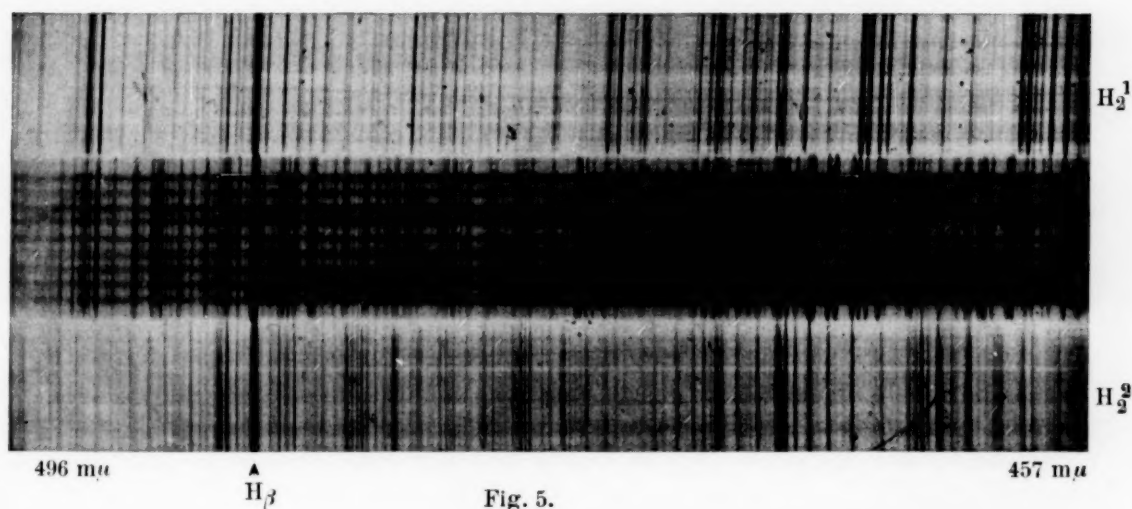


Fig. 5.

Aufnahme von H_α im Spektrum von zwei Entladungsröhren, von denen die eine mit H_2^1 , die andere mit H_2^2 gefüllt war. Bei der Aufnahme

¹⁾ Für die leihweise Überlassung des Gitters sind wir der Osram-Gesellschaft zu großem Danke verpflichtet.

von H_2^1 war das obere, bei H_2^2 das untere Drittel der Platte abgedeckt. Fig. 5 zeigt einen mit einem Prismenapparat aufgenommenen Ausschnitt aus dem Viellinienspektrum von Wasserstoff verschiedener Zusammensetzung, und zwar sind hier die Kapillaren von drei Spektralröhren übereinander auf den Spalt eines Prismenspektrographen abgebildet worden.



Fig. 6.

von denen das eine normalen Wasserstoff, das zweite ein aus gleichen Teilen beider Isotope bestehendes Gemisch und das dritte reinen schweren Wasserstoff enthielt. Daher zeigt das erste Spektrum das des Moleküls H_2^1 , das

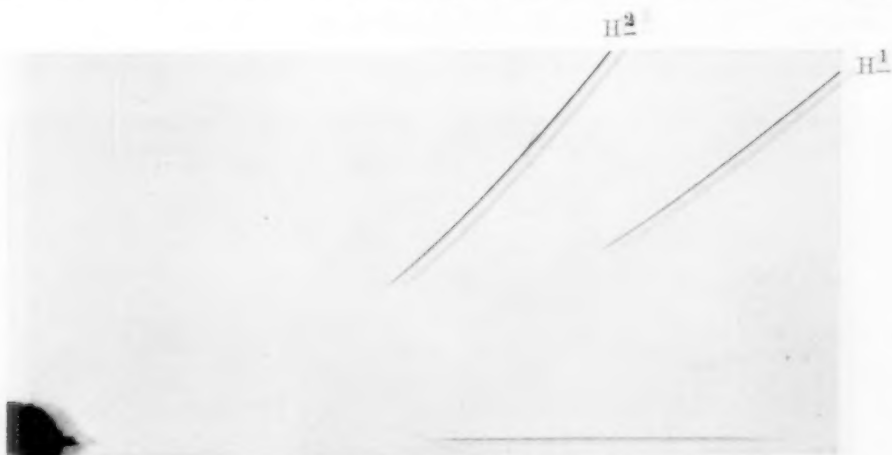


Fig. 7.

dritte das des Moleküls H_2^2 , während das mittlere dasjenige des Moleküls H^1H^2 zusammen mit H_2^1 und H_2^2 darstellt.

Während im optischen Spektrum der mit dem abgetrennten schweren Wasserstoff gefüllten Spektralröhren der normale Wasserstoff nicht zu erkennen war, war es bei den massenspektroskopischen Aufnahmen nicht möglich, den normalen Wasserstoff vollständig zu entfernen. Dies ist nicht verwunderlich, da die Metallteile des Massenspektrographen nicht so gut

entgast werden konnten wie die Elektroden eines Spektralrohres. Immerhin gelang es durch längeres Betreiben mit Helium und daran anschließend mit mehrfach erneuertem schwerem Wasserstoff den in den Metallteilen enthaltenen gewöhnlichen Wasserstoff so weitgehend zu entfernen bzw. durch schweren Wasserstoff zu ersetzen, daß Massenspektren erhalten wurden, auf denen der gewöhnliche Wasserstoff nur noch schwach angedeutet war. Als Beispiel zeigt Fig. 6 ein mit negativen Ionen¹⁾ aufgenommenes Massenspektrogramm von reinem, schwerem Wasserstoff, Fig. 7 zeigt zum Vergleich ein solches von einem Gemisch der beiden Isotopen.

Wenn auch für die praktische Herstellung von schwerem Wasserstoff die Methode der Elektrolyse zweifellos vorzuziehen ist, so dürfte die Diffusionsmethode in besonderen Fällen doch mit Vorteil anzuwenden sein. Wenn es sich zum Beispiel darum handelt, aus einem bereits stark angereicherten Gemisch den schweren Wasserstoff in äußerster Reinheit herzustellen, so ist das schon mit einer verhältnismäßig geringen Zahl von Trennungsgliedern möglich. Auch die Herstellung eines Wasserstoffs von der Zusammensetzung H^1H^2 sollte grundsätzlich mit Hilfe der Diffusionsmethode möglich sein. Nach Beendigung der gegenwärtig im Gange befindlichen Versuche mit Methan soll die Darstellung von H^1H^2 versucht werden. Ob sie möglich sein wird, wird davon abhängen, ob die Dissoziation der Wasserstoffmoleküle trotz der in den Pumpen stets auftretenden elektrischen Entladungen genügend klein ist, so daß keine störende Umsetzung der verschiedenen Molekülarten in der Apparatur stattfindet.

Zu großem Danke sind wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verpflichtet, welche die Durchführung der beschriebenen Versuche durch Bereitstellung von Mitteln und Bewilligung eines Forschungsstipendiums ermöglicht hat.

Berlin, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

¹⁾ Vgl. H. Lukanow u. W. Schütze, l. c. S. 618.

von H_2^1 war das obere, bei H_2^2 das untere Drittel der Platte abgedeckt. Fig. 5 zeigt einen mit einem Prismenapparat aufgenommenen Ausschnitt aus dem Viellinienspektrum von Wasserstoff verschiedener Zusammensetzung, und zwar sind hier die Kapillaren von drei Spektralröhren übereinander auf den Spalt eines Prismenspektrographen abgebildet worden,

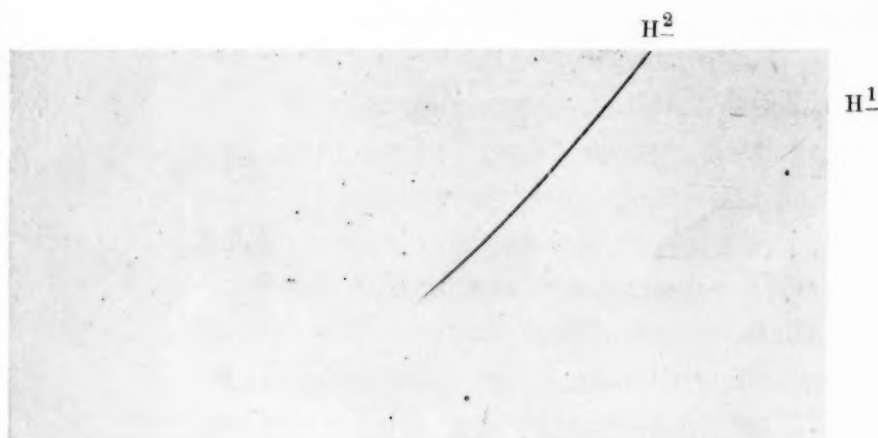


Fig. 6.

von denen das eine normalen Wasserstoff, das zweite ein aus gleichen Teilen beider Isotope bestehendes Gemisch und das dritte reinen schweren Wasserstoff enthielt. Daher zeigt das erste Spektrum das des Moleküls H_2^1 , das

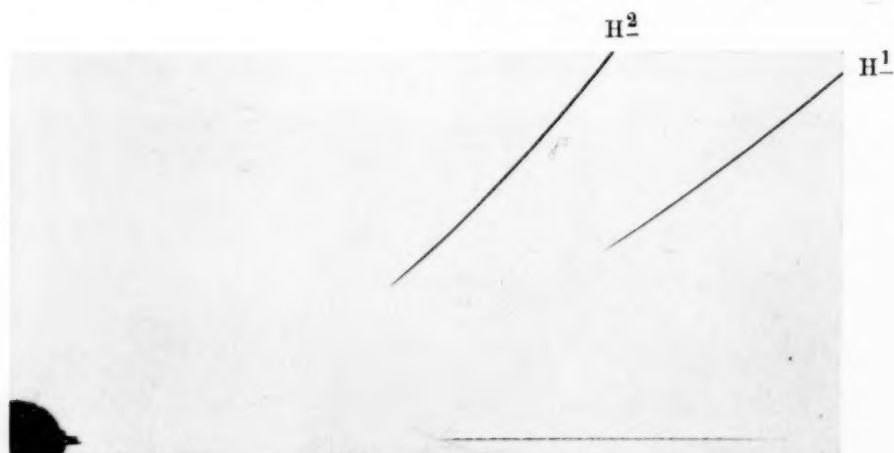


Fig. 7.

dritte das des Moleküls H_2^2 , während das mittlere dasjenige des Moleküls H^1H^2 zusammen mit H_2^1 und H_2^2 darstellt.

Während im optischen Spektrum der mit dem abgetrennten schweren Wasserstoff gefüllten Spektralröhren der normale Wasserstoff nicht zu erkennen war, war es bei den massenspektroskopischen Aufnahmen nicht möglich, den normalen Wasserstoff vollständig zu entfernen. Dies ist nicht verwunderlich, da die Metallteile des Massenspektrographen nicht so gut

entgast werden konnten wie die Elektroden eines Spektralrohres. Immerhin gelang es durch längeres Betreiben mit Helium und daran anschließend mit mehrfach erneuertem schwerem Wasserstoff den in den Metallteilen enthaltenen gewöhnlichen Wasserstoff so weitgehend zu entfernen bzw. durch schweren Wasserstoff zu ersetzen, daß Massenspektren erhalten wurden, auf denen der gewöhnliche Wasserstoff nur noch schwach angedeutet war. Als Beispiel zeigt Fig. 6 ein mit negativen Ionen¹⁾ aufgenommenes Massenspektrogramm von reinem, schwerem Wasserstoff, Fig. 7 zeigt zum Vergleich ein solches von einem Gemisch der beiden Isotopen.

Wenn auch für die praktische Herstellung von schwerem Wasserstoff die Methode der Elektrolyse zweifellos vorzuziehen ist, so dürfte die Diffusionsmethode in besonderen Fällen doch mit Vorteil anzuwenden sein. Wenn es sich zum Beispiel darum handelt, aus einem bereits stark angereicherten Gemisch den schweren Wasserstoff in äußerster Reinheit herzustellen, so ist das schon mit einer verhältnismäßig geringen Zahl von Trennungsgliedern möglich. Auch die Herstellung eines Wasserstoffs von der Zusammensetzung H^1H^2 sollte grundsätzlich mit Hilfe der Diffusionsmethode möglich sein. Nach Beendigung der gegenwärtig im Gange befindlichen Versuche mit Methan soll die Darstellung von H^1H^2 versucht werden. Ob sie möglich sein wird, wird davon abhängen, ob die Dissoziation der Wasserstoffmoleküle trotz der in den Pumpen stets auftretenden elektrischen Entladungen genügend klein ist, so daß keine störende Umsetzung der verschiedenen Molekülarten in der Apparatur stattfindet.

Zu großem Danke sind wir der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft verpflichtet, welche die Durchführung der beschriebenen Versuche durch Bereitstellung von Mitteln und Bewilligung eines Forschungsstipendiums ermöglicht hat.

Berlin, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

¹⁾ Vgl. H. Lukanow u. W. Schütze, l. c. S. 618.

Eine Untersuchung über die Bandenspektren des Aluminiumhydrides und Aluminiumdeutrides.

Von **W. Holst** und **E. Hulthén** in Stockholm.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 27. Juni 1934.)

Die Bandenspektren von AlH/AlD wurden genauer untersucht mit Rücksicht auf den Isotopieeffekt der Rotations- und Kernschwingungsterme. Die erhaltenen Abweichungen von dem aus den Atomgewichten berechneten Massenverhältnis der Wasserstoffisotopen wurde auf verschiedene Weise gedeutet, wobei besondere Rücksicht auf die Wechselwirkung zwischen Elektron- und Kernbewegung genommen wurde.

Die Entdeckung des schweren Wasserstoffisotops, Deuterium (D) genannt, ist von großem Interesse bei den Untersuchungen über die Bandenspektren der zweiatomigen Hydride (MH). Der große Unterschied der reduzierten Masse ($\mu_{MH} = \frac{MH}{M+H}$, $\mu_{MD} = \frac{MD}{M+D}$) der Isotopmoleküle erlaubt nämlich eine Prüfung der Formeln für den spektroskopischen Isotopieeffekt von einem weit größeren Umfang, als es bei früheren Untersuchungen dieser Art der Fall war. Derartige Versuche sind schon vorhanden in dem ultraroten Kernschwingungsspektrum von HCl/DCl¹⁾, in den ${}^1\Pi - {}^1\Delta$ -Übergängen der NH/ND-Banden²⁾, sowohl in dem ${}^1\Pi - {}^1\Sigma$ -Übergänge in dem kurzwelligen Spektrum³⁾ als auch in den Fulcher-Banden⁴⁾ von HH/DH/DD. In allen diesen Untersuchungen, Elektronenterme von Singulettstruktur umfassend, wurde innerhalb der Fehlergrenzen der Messungsgenauigkeit gefunden, daß die Kernschwingungs- und Rotationskonstanten der Isotopmoleküle in dem nach der Theorie gegebenen Verhältnis zueinander stehen. Die Untersuchungen über den Wasserstoff zeigten aber ungewöhnlich große Isotopieeffekte der Elektronenfrequenz (2,6 cm⁻¹ für die Fulcher-Banden und sogar 135 cm⁻¹ für das kurzwellige Spektrum).

1. Seit etwa einem Jahre sind im hiesigen Institut Untersuchungen über die Spektren der Metalldeutriden ausgeführt, wobei in erster Hand als Ziel gedacht war, genaue Bestimmungen über das Atomgewicht des neuen Wasserstoffisotops auszuführen, was gleichzeitig eine eingehende Kontrolle der Formeln für den Isotopieeffekt der Rotation und Kernschwingungen mit

¹⁾ J. D. Hardy, E. F. Barker u. D. M. Dennison, Phys. Rev. **42**, 279, 1932. — ²⁾ G. H. Dicke u. R. W. Blue, Phys. Rev. **45**, 395, 1934. — ³⁾ C. R. Jeppesen, Phys. Rev. **45**, 480, 1934. — ⁴⁾ G. H. Dicke u. R. W. Blue, Nature **133**, 611, 1934.

sich führen würde. Mit Rücksicht auf die komplizierten Verhältnisse, die bei der Spin- und A -Entkopplung auftreten, wurde hierbei die Untersuchung auf $^1\Sigma$ -Terme ($A = 0$, $\Sigma = 0$) eingeschränkt, wobei unter diesen Termen diejenigen mit regulärem Kernschwingungsverlauf und großen Dissoziationswerten vorgezogen wurden. Nur unter diesen Verhältnissen können wir nämlich auf genaue Bestimmungen für die sich auf die Gleichgewichtslage beziehenden und für den Massenvergleich ausschlaggebenden Größen ω_e und B_e hoffen. Als in dieser Hinsicht passende Terme wurde $^1\Sigma$ in dem $^1\Pi - ^1\Sigma$ -System des AlH/AlD , in den $^1\Sigma - ^1\Sigma$ -Übergängen von AgH/AgD und BiH/BiD ausgewählt.

Unsere vorläufigen Ergebnisse für AlH/AlD ¹⁾ geben aber ein Massenverhältnis $\left(\rho^2 = \frac{\mu(\text{AlH})}{\mu(\text{AlD})}\right)$, welches etwas von dem Werte, der aus den bekannten Atomgewichten für Al, H und D zu berechnen ist, abweicht. So wurde der Wert $\rho^2 = 0,51889$ erhalten, während der berechnete Wert 0,51848 ist. Dabei waren zwei Möglichkeiten für die Deutung dieses Verhaltens denkbar. Entweder beruht die Abweichung auf einer kleinen Verschiedenheit in dem Kernabstand der Isotopmoleküle und in der Kraftwirkung zwischen den Kernen, oder es mußte Bainbridges massenspektroskopische Bestimmung des Atomgewichtes von Deuterium fehlerhaft sein (2,0113 anstatt 2,0136). Die letztere Deutung schien uns weniger wahrscheinlich, während die erstere einer kleinen Kontraktion des Kernabstandes (r_e) bei AlD im Verhältnis zu AlH von der Größe von $6 \cdot 10^{-12}$ cm, der einer Steigerung der bei den Kernschwingungen wirksamen Direktionskräfte um 0,40‰ folgt, entsprechen würde. Von dem allgemeinen Ausdruck für die Energie eines zweiatomigen Moleküls ausgehend, konnte Kronig²⁾ kürzlich zeigen, daß ein Effekt von dieser Größe entstehen muß, wenn auf die Wechselwirkung zweiter Ordnung zwischen der Bewegung von Elektron und Kern Rücksicht genommen wird. Der von Kronig berechnete Effekt beruht auf dem Vorhandensein eines resultierenden Bahnimpulsmomentes (L) des Elektronensystems, und er zieht hieraus die Schlußfolgerung, daß genaue bandenspektroskopische Bestimmungen der Massenverhältnisse in Isotopmolekülen nur auf solche Elektronenterme beschränkt werden sollen, für welche das oben genannte Bahnimpulsmoment (L) Null ist. Bei AlH nimmt man einen Wert von $L = 2$ an, was dem niedrigsten 1D -Zustand von Silicium entspricht. Als eine Stütze für seine Ansicht gibt Kronig

¹⁾ W. Holst u. E. Hulthén, Nature **133**, 496, 1934. — ²⁾ R. de L. Kronig, Physica **1**, 617, 1934.

die Ergebnisse für die Untersuchungen über $\text{HCl/DCI an}^1)$, für welche wahrscheinlich $L = 0$ ist und die einen mit den Bainbridgeschen Messungen übereinstimmenden Wert für das Atomgewicht des schweren Wasserstoffisotops liefern.

Eine andere Erklärung des bei AlH/AlD gefundenen Effektes ist von uns schon veröffentlicht²⁾. Bei den Metallhydriden, wo der Schwerpunkt des Moleküls in der Nähe des schweren Metallkerns liegt, entsteht ein zu berücksichtigender Beitrag des effektiven Trägheitsmomentes, welcher von dem Elektronensystem herrührt. Das Trägheitsmoment des Moleküls kann also in folgender Weise ausgedrückt werden:

$$I = \mu r^2 + i_e,$$

wo μ die reduzierte Masse wie vorher ist und i_e dem Trägheitsmoment der Elektronen des Metallatoms, auf eine Rotationsachse durch den Kern bezogen, sehr nahe entspricht. Diese Annahme setzt voraus, daß die Elektronen an der Molekülrotation teilnehmen. Jedenfalls muß auf einen solchen Effekt Rücksicht genommen werden, da der Wasserstoffkern tief in der molekularen Elektronenwolke eingebettet ist. Natürlicherweise kann dabei bezweifelt werden, ob die inneren K - und L -Elektronen bei Al gänzlich an der Rotation teilnehmen, weshalb eine gewisse Unsicherheit in der Schätzung der Größe i_e entstehen muß. Bei Al haben wir i_e unter Verwendung der Methoden von Hartree und Thomas für die Berechnung der Elektronendichte geschätzt und erhalten in dieser Weise den Wert $q^2 = 0,51892$, in guter Übereinstimmung mit dem spektroskopischen Wert 0,51889. Ein denkbarer Einwand hiergegen folgt aus der Betrachtungsweise des bekannten Versuchs von Frisch und Stern³⁾ über die Bestimmung des magnetischen Momentes des Wasserstoffmoleküls, wobei das Elektronensystem als frei von der Kernrotation angenommen wurde. Die aus dem Versuch dieser Forscher gezogenen Schlüsse dürften aber kaum auf unseren Fall verwendbar sein. Welche von den oben genannten Erklärungen für den gefundenen Effekt die ausschlaggebende ist, dürfte erst nach der Analyse einer Anzahl von Hydridenspektren zu beurteilen sein. Nach unserer Deutung sollte nämlich der Effekt bei sämtlichen Hydridenmolekülen hervortreten, in Widerspruch zu der von Kronig oben angegebenen Bedingung ($L > 0$).

¹⁾ J. D. Hardy, E. F. Barker u. D. M. Dennison, l. c. — ²⁾ W. Holst u. E. Hulthén, Nature **133**, 796, 1934. — ³⁾ R. Frisch u. O. Stern, ZS. f. Phys. **59**, 540, 1930.

Im folgenden wird eine ausführliche Darstellung der Analyse der AlH/AlD -Spektren gegeben, welche auch eine Analyse des instabilen ^1H -Zustandes enthält.

2. Als Lichtquelle wurde ein Bogen zwischen Al (Anode) und Kohle (Kathode) verwendet. Die Elektroden waren in wassergekühlten Elektrodenhaltern befestigt und in eine kleine Quarzröhre von etwa 100 cm^3 Inhalt eingebaut. Der Bogen wurde mit 6 Amp. und 440 Volt Gleichstrom gespeist, wobei das Licht durch zueinander senkrecht eingebaute Ansatzrohre passierte, was eine gleichzeitige Aufnahme mit zwei Spektrographen ermöglichte. Die Aufnahmen wurden bei zwei verschiedenen Drucken von 600 und 40 mm Hg vorgenommen, um den in diesem Bandensystem stark hervortretenden Druckeffekt¹⁾, der von der Prädissoziation des ^1H -Zustandes herrührt, zu untersuchen. Der Wasserstoff enthielt zu etwa 35% das schwere Isotop, was ziemlich gut dem Intensitätsverhältnis der Spektren der beiden Isotopmoleküle entspricht. Wir beobachteten dabei, daß dies Intensitätsverhältnis erst nach wiederholten Wasserstofffüllungen des Bogens erreicht wurde, was möglicherweise darauf beruhen kann, daß der schwere Wasserstoff anfangs von den Elektroden und Quarzwänden aufgenommen wird. Ähnliche Erfahrungen wurden in gewissen Fällen in einer zwar bedeutend ausgeprägteren Art bei anderen Hydriden, z. B. denjenigen von Hg, Ag, Ca und Bi, die zur Zeit im hiesigen Institut untersucht werden, gemacht. Ein genauer Vergleich zwischen dem Intensitätsverhältnis und dem Mischungsverhältnis wird jedoch dadurch erschwert, daß die Intensität in den beiden Isotopspektren auf eine verschiedene Anzahl Linien verteilt ist.

Die Aufnahmen wurden in der ersten und zweiten Ordnung eines 6,5 m-Konkavgitters (Dispersion 2 Å/mm bzw. 1 Å/mm) und in einem lichtstarken Plangitter (Dispersion 5 Å/mm) ausgeführt. Sämtliche Wellenlängen sind auf Platten, die von Aufnahmen mit dem erstgenannten Spektrographen herrühren, bestimmt. Die Platten wurden mit einem Abbe-Zeisschen Komparator ausgemessen, wobei der Fehler der Frequenzzahlen der Spektrallinien nicht größer als $\pm 0,03\text{ cm}^{-1}$ geschätzt wurde. Besonders wurde darauf geachtet, eine Parallaxverschiebung zwischen dem Bandenspektrum und dem Vergleichsspektrum (Fe) zu vermeiden. Kleine Abweichungen zwischen früher veröffentlichten und hier mitgeteilten Daten rühren hauptsächlich von Fehlerquellen letzterer Art her. (Fig. 1 zeigt ein Spektrogramm einer Aufnahme in zweiter Ordnung des großen Konkavgitters.)

¹⁾ E. Bengtsson u. R. Rydberg, ZS. f. Phys. **59**, 540, 1930.



Fig. 1.

Der schwere Wasserstoff wurde durch Elektrolyse nach dem von Lewis und McDonald¹⁾ beschriebenen Verfahren angereichert. Anfänglich wurde zur Herstellung des schweren Wassers 28 % Kalilauge aus Elektrolysezellen mehrjähriger Anreicherung benutzt, welche uns von Nordiska Syrgasverken in Örebro freigiebig zur Verfügung gestellt wurden. Unsere Dichtebestimmungen gaben deshalb den Wert 1,000035 in bezug auf gewöhnliches Wasser als Einheit. Die Elektrolyse wurde in einem Satz von zehn Stück dünnwandigen Glasbechern, jeder von drei Liter Inhalt ausgeführt, das in ein Wasserbassin mit regulierbarem Ablauf des Kühlwassers gestellt war. Die Elektroden waren Platten aus Nickel mit Stromzufuhr durch 8 mm dicke Nickelstäbe. Der Strom wurde von einem 100 A-Gleichstromgenerator von 65 Volt Spannung geliefert, wobei die Stromdichte bei den Elektroden nicht größer als 1 A/cm² war. Die Konzentration der Lauge war am Anfang der Elektrolyse etwa 2,5 %, was den Satz bis auf $\frac{1}{10}$ oder $\frac{1}{15}$ des ursprünglichen Volumens zu reduzieren erlaubte. Bei der in dem Bade herrschenden Temperatur (25°C) konnten wir im allgemeinen mit einem Anreicherungsfaktor $\alpha = 0,20$ rechnen. Nach dreimaliger Reduktion in diesem Bade wurde die Elektrolyse in einem kleineren Gefäß mit Wasser und Eiskühlung fortgesetzt. Das schließlich gewonnene

¹⁾ G. N. Lewis u. R. T. Macdonald, Chem. Phys. 1, 341, 1933.

Wasser, einige cm^3 mit 30 bis 90% schwerem Wasserstoff, wurde in kleinen zugeschmolzenen Elektrolysezellen mit Platinelektroden aufbewahrt. Um eine restlose Elektrolyse des Wassers zu erhalten, waren diese Zellen im Boden zu einer Spitze ausgezogen, wo die Elektroden durch eine kleine Glaskugel auseinander gehalten wurden. Die kleine Elektrolysezelle stand durch Glashähne mit einem System von Behältern in Verbindung, die Pyrogallol zur Aufnahme des Sauerstoffs und Chlorcalcium als Trocknungsmittel enthielten; der Wasserstoff wurde dann in kleinen Mengen in den Bogen eingelassen.

3. Eine Darstellung des AlH -Spektrums ist von E. Bengtsson-Knave gegeben worden¹⁾. Um aber einen eingehenden Vergleich zwischen den Isotopspektren von AlH/AlD zu erhalten, haben wir neue Messungen des ersten Spektrums vorgenommen. Diese Analyse umfaßt zwei neue Kernschwingungsniveaus des $^1\Sigma$ -Zustandes. Unsere Messungen weisen eine gute Übereinstimmung mit den früheren Daten auf.

Der Platzersparnis wegen veröffentlichen wir hier nur die Termwerte (Tabelle 1, 2) der beiden Isotopsysteme, welche sich auf einen gemeinsamen Nullpunkt $^1\Sigma$ ($K = 0$, $u = 0$), der Gleichgewichtslage $V(r_e)$ entsprechend, bezogen. Die Darstellung geht von der Voraussetzung aus, daß der $^1\Sigma$ -Term keinen Elektronen-isotopieeffekt aufweist, eine Voraussetzung, die sich aus dem vorhandenen spektroskopischen Material nicht bestätigen läßt. Die Termwerte sind durch einfache Summation der Kombinationsdifferenzen Δ^2F nach früher angegebener Methode²⁾ berechnet. Die beobachteten Wellenzahlen der Bandenlinien lassen sich innerhalb der Fehlergrenze der Messungsgenauigkeit aus diesen Tabellen durch Verwendung der Auswahlregeln ($\Delta K = 0, \pm 1$) darstellen. Die mit * bezeichneten Terme entsprechen den prädissoziierten Zuständen in 1H , welche bei dem höheren Druck (600 mm) beobachtet sind.

Bei Berechnung der Rotationskonstanten B^x , D^x und F^x in $^1\Sigma$ gehen wir von der hierfür geltenden Formel aus:

$$F(K) = B_v^x K(K+1) + D_v^x K^2(K+1) + F_v^x K^3(K+1)^3 + \dots \quad (1)$$

und isolieren in gewöhnlicher Weise die Termdifferenzen

$$\begin{aligned} \Delta^2 F(K) &= F(K+1) - F(K-1) \\ &= 4B_v^x(K + \tfrac{1}{2}) + 8D_v^x(K + \tfrac{1}{2})^3 + 12F_v^x(K + \tfrac{1}{2})^5 + \dots \end{aligned} \quad (2)$$

¹⁾ E. Bengtsson-Knave, Dissertation Stockholm 1932. — ²⁾ E. Hulthén, ZS. f. Phys. **32**, 32, 1925.

Tabelle 1. Die Termwerte von AlH. $^1\Sigma$.

k	0	1	2	3	4
0	834,03	2459,16	4028,34	5543,13	7004,43
1	46,64	71,40	40,26	54,40	
2	71,84	95,86	64,00	77,76	37,54
3	909,62	2532,53	99,48	5612,04	71,19
4	59,94	81,39	4147,01	58,10	7115,84
5	1022,79	2642,40	4206,10	5715,37	71,62
6	98,11	2715,51	76,68	84,39	7238,42
7	1185,85	2800,74	4359,71	5864,55	7316,28
8	1285,92	97,85	4433,93	5955,97	7404,68
9	1398,34	3006,97	4558,47	6058,66	
10	1522,87	3127,90	4676,06	6172,67	
11	1659,57	3260,59		6297,56	
12	1808,28	3404,96			
13	1968,93	3560,88			
14	2141,31	3728,30			
15	2325,51	3907,04			
16	2521,21	4097,05			
17	2728,46	4298,13			
18	2946,90	4510,43			
19	3176,33				
20	3417,15				
21	3668,77				
22	3930,83				

Tabelle 1. Die Termwerte von AlH. $^1\Pi$.

k	0		1	
	c	d	c	d
0	24 304,94	24 304,94	25 388,04	25 388,04
1	16,91	16,98	98,37	98,58
2	40,95	41,03	25 419,50	25 419,52
3	77,02	77,12	51,03	51,13
4	24 444,96	24 425,18	93,03	93,16
5	84,87	85,15	25 545,30	25 545,46
6	24 556,54	24 556,98	25 607,68	25 607,97
7	24 639,93	24 640,33	80,02	80,36
8	24 734,94	24 735,47	25 761,90	25 768,52
9	24 841,39	24 841,99	25 853,37*	25 845,02*
10	24 959,12	24 959,96	25 953,56*	25 954,38*
11	25 088,08	25 089,01	26 062,22*	26 063,10*
12	25 227,98	25 229,08	26 178,66*	26 180,23*
13	25 378,60	25 379,93		
14	25 539,66	25 541,29		
15	25 711,16	25 712,92		
16	25 892,54	25 894,85		
17	26 083,71	26 085,89		
18	26 284,03	26 286,36		
19	26 492,93	26 495,78		
20	26 710,45*	26 713,42*		
21	26 935,38*	26 938,43*		
22	27 166,51*	27 168,77*		

* bezeichnet die diffusen Linien.

Tabelle 2. Die Termwerte von AlD. $^1\Sigma$.

k	0	1	2	3	4
0	602,22	1784,21			
1	8,79	90,64			
2	21,92	1803,50			
3	41,62	22,78	2974,30		
4	67,86	48,47	99,60		
5	700,65	80,57	3031,18		
6	39,98	1919,06	68,73		
7	85,82	63,95	3112,70		
8	838,18	2015,18	62,94		
9	97,00	72,78	3219,13		
10	962,30	2136,69	81,79		
11	1034,03	2206,92	3350,56		
12	1112,17	83,39	3425,46	4538,81	
13	96,70	2366,15	3506,52	4618,13	
14	1287,56	2455,07	93,48	4703,32	
15	1384,76	2550,24	3686,60	4794,56	
16	1488,21	2651,47	3785,72	4891,45	
17	1597,96	2758,88	3890,75	4994,32	
18	1713,85	2872,31	4001,82	5103,08	
19	1835,96	2991,82	4118,73	5217,39	
20	1964,23	3117,25	4241,45	5337,39	
21	2098,53	3248,69	4369,73	5463,00	
22	2238,94	3385,91	4504,50		
23	2385,15	3529,16	4644,55		
24	2537,44	3678,06			
25	2695,47	3832,78			
26	2859,44	2993,20			
27	3029,04	4159,29			
28	3204,54	4330,84			
29	3385,49	4508,03			
30	3572,33	4690,34			
31	3764,29	4878,60			
32	3962,08				
33	4164,82				

Die Konstanten B_v^x , D_v^x , F_v^x sind graphisch durch wiederholte Division von $\Delta^2 F(k)$ durch $K + 1/2$ erhalten und die Ergebnisse sind in Tabelle 3 zusammengestellt. Bei Berechnung der Konstanten in der Kernschwingungsformel:

$$G(v) = \omega_e(v + \frac{1}{2}) + \omega_e x_e(v + \frac{1}{2})^2 + \omega_e y_e(v + \frac{1}{2})^3 + \dots \quad (3)$$

bedienen wir uns einer von Jenkins und McKellar¹⁾ angegebenen Methode und bilden dabei die Differenzen:

$$\Delta T_{(K)} = \frac{P_{(K)}^{v',v''} - P_{(K)}^{v',v''+1}}{Q_{(K)}^{v',v''} - Q_{(K)}^{v',v''+1}} = \Delta G''(v) + (B_v - B_{v+1})K(K+1) + (D_v + D_{v+1})K^2(K+1)^2 + \dots \quad (4)$$

¹⁾ F. A. Jenkins u. A. McKellar, Phys. Rev. **42**, 473, 1932.

Die Termwerte von AlD. ¹II.

k	0		1		2	
	c	d	c	d	c	d
0						
1	24 146,48	24 145,31	24 988,19	24 988,21		
2	57,98	57,76	99,87	99,79	25 668,76	25 668,43
3	76,93	76,98	25 017,38	25 016,71	83,72	83,88
4	24 202,05	24 202,20	40,79	40,80	25 704,19	25 704,26
5	33,72	33,86	70,01	70,16	29,66	29,84
6	71,55	71,65	25 104,98	25 105,07	60,01	60,29
7	24 315,56	24 315,72	45,81	45,85	95,33	95,63
8	24 365,84	66,05	92,16	92,30	25 835,44	25 835,72
9	422,22	24 422,49	25 244,27	25 244,55	25 880,18	25 880,60
10	84,87	85,17	25 302,02	25 302,25	25 929,48*	25 929,57*
11	24 553,64	24 553,98	65,28	65,55	83,41*	83,15*
12	24 638,37	24 628,76	25 433,98	25 434,39		26 042,01*
13	24 709,18	24 709,57	25 508,33	25 508,63		
14	24 795,80	24 796,38	87,79	25 588,27		
15	24 888,57	24 889,08	25 672,59	25 673,06		
16	24 986,99	24 987,65	25 762,55	25 763,05		
17	25 091,30	25 091,96	25 857,49	25 858,08		
18	25 201,20	25 201,94	25 957,38	25 957,98		
19	25 316,73	25 317,63	26 061,94	26 062,63		
20	25 437,92	25 438,84	26 171,09	26 171,89		
21	25 564,53	25 565,49	26 284,32	26 285,46		
22	25 696,46	25 697,41	26 402,32	26 403,22		
23	25 833,46	25 834,64	26 523,86*	26 524,72*		
24	25 975,74	25 976,85	26 648,82*	26 649,65*		
25	26 122,96	26 124,29				
26	26 275,05	26 276,38				
27	26 431,81	26 433,33				
28	26 593,19	26 594,69				
29	26 758,79	26 760,61				
30	26 928,84	26 930,35				
31	27 102,49*	27 104,32				
32	27 279,83*	27 281,56*				
33	27 460,14					

* bezeichnet die diffusen Zustände.

Tabelle 3.

[illegible]

Diese Differenzen sind in Tabelle 4 aufgeführt. Wie aus der graphischen Darstellung in Fig. 2 hervorgeht, verlaufen diese Differenzen mit K ($K + 1$) fast ganz linear, was darauf beruht, daß die D_v -Konstanten von v fast unabhängig sind. Die in der Tabelle 4 angegebenen Werte von ΔG sind in solcher Weise berechnet. Die der Kernschwingungsformel (3) angehörenden Konstanten von AlH/AlD sind in Tabelle 3 zusammengestellt. Es ist dabei zu bemerken, daß diese Darstellung des Kernschwingungsverlaufs nicht mit wachsendem v konvergiert und deshalb eine gute Übereinstimmung mit dem Kernschwingungsverlauf nur in der Nähe der Gleichgewichtslage (r_e, ω_e) erwartet werden kann.

Für den Anfangszustand 1I wurde folgende Formel verwendet:

$$T_v^{(K)} = T_e + G(v) - B_v^x + B_v^x K(K+1) + D_v^x K^2(K+1)^2. \quad (5)$$

Die Konstanten B_v^x, D_v^x sind nach derselben Methode wie die entsprechenden Konstanten des $^1\Sigma$ -Terms berechnet und ihre Werte sind ebenfalls in Tabelle 3 wiederzufinden. Diese Darstellung des Kernschwingungsverlaufs nach (3) läßt sich hier auf Grund der geringen Anzahl Niveaus ($v = 0, 1$ in AlH, $v = 0, 1, 2$ in AlD) und auf Grund der geringen Stabilität des 1I -Termes [Dissoziationswert: 2130 cm^{-1} bzw. $0,26 \text{ e-Volt}^1$] nicht ausführen. Die Werte der drei ersten Terme $T_e + G(v) - B_v$ in (5) sind als Nulllinien des Kernschwingungsschemas in Tabelle 5 verwendet. Die mit * bezeichneten Nulllinien beziehen sich hierbei auf das AlD-Spektrum.

4. Das Verhältnis zwischen den reduzierten Massen der beiden Isotopmoleküle wird am genauesten aus den für die Gleichgewichtslage berechneten Konstanten B_e und ω_e erhalten. Eine solche Berechnung setzt zwar voraus, daß der Potentialverlauf der Isotopmoleküle als Funktion des Kernabstandes ganz genau ähnlich ist, wenigstens in der Nähe der Gleichgewichtslage r_e . Daß die Verhältnisse bei der Dissoziationsgrenze (Al: 2P , H: 2S) verschieden sind, geht schon daraus hervor, daß die Rydberg-Konstante für Wasserstoff und Deuterium verschiedene Werte annimmt ($R_H = 109677 \text{ cm}^{-1}$, $R_D = 109706 \text{ cm}^{-1}$). Wir weisen hier auf die Fig. 4 hin, die die Potentialgänge mit der oben genannten Aufspaltung in übertriebener Größe gezeichnet darstellt.

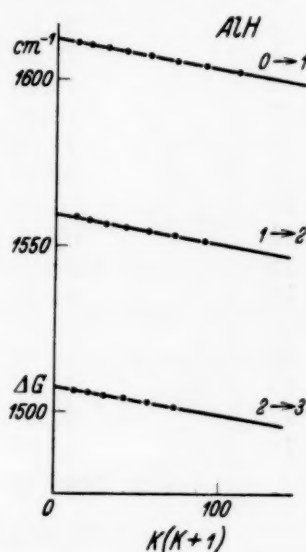


Fig. 2.

¹) E. Hulthén u. R. Rydberg, Nature **131**, 470, 1933.

Tabelle 4. Die ΔG -Werte von AlH. $^1\Sigma$.

k	(0-1)	(1-2)	(2-3)	(3-4)
1		1568,77		
2		68,00	1513,76	1459,78
3	1625,96	66,96	12,56	59,15
4	21,33	65,49	11,19	57,74
5	19,59	63,68	09,57	56,25
6	17,40	61,14	07,82	54,03
7	15,43	59,02	04,84	51,73
8	11,86	56,14	02,04	48,71
9	08,59	$\Delta G = 1569,18$	$\Delta G = 1514,79$	$\Delta G = 1461,30$
10	04,88			
11	00,91			
12	1596,56			
13	91,83			
14	86,77			
15	81,37			
16	75,56			
17	69,48			
18	63,02			
	$\Delta G = 1625,13$			

Tabelle 4. Die ΔG -Werte von AlD. $^1\Sigma$.

k	(0-1)	(1-2)	(2-3)
1		1152,66	
2		52,50	
3		51,93	
4		51,23	
5		50,56	
6		49,71	
7		48,70	
8		47,77	
9		46,35	
10		45,28	
11	1172,86	43,66	
12	71,31	42,03	1113,50
13	69,48	40,22	11,73
14	67,49	38,46	09,88
15	65,51	$\Delta G = 1152,61$	07,95
16			05,74
17	60,35		03,54
18	58,42		01,24
19	55,91		1098,65
20	52,68		95,94
21	50,41		93,27
22	47,43		$\Delta G = 1123,91$
23	44,26		
24	41,02		
25	37,75		
26	34,18		
27	30,68		
28	26,83		
29	22,90		
30	18,88		
	$\Delta G = 1181,99$		

Der regelmäßige Verlauf der Rotations- und Kernschwingungsterme in $^1\Sigma$ macht jetzt diesen Zustand für eine solche Bestimmung des Massenverhältnisses gut geeignet. Mit Verwendung der in Tabelle 3 gegebenen Werte von B_e und ω_e erhalten wir folgende Ausdrücke für das Verhältnis

$$\frac{B_e(\text{AlD})}{B_e(\text{AlH})} = \frac{\mu r_e^2(\text{AlH})}{\mu r_e^2(\text{AlD})} = 0,51882,$$

$$\frac{\omega_e^2(\text{AlD})}{\omega_e^2(\text{AlH})} = \frac{\mu/\kappa(\text{AlH})}{\mu/\kappa(\text{AlD})} = 0,51889.$$

Die oben genannten Voraussetzungen treten hier in den Bedingungen $r_e(\text{AlH}) = r_e(\text{AlD})$ und $\kappa(\text{AlH}) = \kappa(\text{AlD})$ hervor, wobei κ die Direktionskräfte der harmonischen Kernschwingungen in der Gleichgewichtslage angibt. Andererseits liefert die direkte Berechnung des Massenverhältnisses aus den Atomgewichten für Al ($M = 26,97$), H ($m_1 = 1,00778$) und D ($m_2 = 2,0136$) folgenden Wert:

$$\varrho^2 = \frac{m_1}{m_2} \frac{M + m_2}{M + m_1} = 0,51848 \pm 0,00002,$$

dessen Fehlergrenzen von einem etwa vorhandenen Fehler von 10^{-6} des Atomgewichtes von Al bestimmt werden.

Wir haben schon in § 1 Kronigs Deutung dieser Abweichung erwähnt und werden sie hier etwas ausführlicher nach dem von uns vorgenommenen Deutungsversuch darstellen, welcher sich auf eine Berechnung des Beitrages des Elektronensystems, auf das molekulare Trägheitsmoment bezogen, gründet. Bei der Berechnung der Elektronendichte des ungestörten Al-Atoms gingen wir von Thomas'¹⁾ numerischer Tabelle für die effektive Kernladungszahl Z als einer Funktion des Kernabstandes ϱ , für Cäsium gültig, aus, und bezogen uns mit Hilfe der von ihm gegebenen Formel auf das

Verhältnis in Al. Die Auswertung des Integrales $\frac{2}{3} \int_{\varrho=0}^{\varrho=\infty} \varrho^2 dZ$ gibt uns einen Ausdruck für das Trägheitsmoment des Elektronensystems bezogen auf eine Achse durch den Kern. Dieser Wert betrug $1,770\%$ des für AlH berechneten Trägheitsmomentes (μr_e^2), was seinerseits zu einer Änderung des oben angegebenen Massenverhältnisses zu $\varrho^2 = 0,51892$ führt, in besonders guter Übereinstimmung mit dem aus dem Kernschwingungsverlauf erhaltenen Wert. Natürlicherweise kann dieser Berechnung kein größerer Grad von Genauigkeit zugemessen werden, weil dabei keine Rücksicht auf den polarisierenden Einfluß des Wasserstoffatoms auf die Elektronenhülle

¹⁾ L. H. Thomas, Proc. Cambridge Phil. Soc. **23**, 542, 1927.

von Al genommen ist, wozu auch noch die früher schon genannte Frage nach der Existenz eines „Rutsch“-Effektes der inneren Elektronenschalen bei der Molekülrotation hinzukommt. Überhaupt entsteht bei dieser Betrachtungsweise die wichtige Frage, wie weit bei der Rotation und bei den Kernschwingungen des Moleküls mit derselben effektiven Elektronenmasse (μ_e) gerechnet werden kann. Die nahe Übereinstimmung der aus den Rotations- und Kernschwingungstermen berechneten ϱ^2 -Werten spricht jedoch für solche Möglichkeit.

In ganz anderer Weise tritt diese Wechselwirkung zwischen Elektronen und Kernbewegung in der von van Vleck¹⁾ näher entwickelten Theorie für die A -Aufspaltung hervor und dies besonders in dem von ihm mit „pure precession“ bezeichneten Fall. Nach diesem Fall, der mit gewisser Anpassung auf die hier betrachteten Terme $^1\Sigma$ und $^1\Pi$ in AlH/AlD angewandt werden könnte, geben die spektroskopischen Konstanten B_v^x keinen direkten Ausdruck für das Trägheitsmoment des Moleküls, sondern müssen nach folgender Beziehung verwandelt werden²⁾.

$$B_v^x = B_v - \frac{2 B_v^2 l(l+1)}{v(\Pi\Sigma)} \quad (6)$$

wo $B_v = \frac{h}{8\pi^2\mu} \left(\frac{1}{r^2} \right)$ die gesuchte Größe ist. Einen ziemlich genauen Wert für den Korrektionsterm in (6) erhalten wir aus dem im nächsten Paragraph näher bestimmten Koeffizienten für die A -Aufspaltung in $^1\Pi: \gamma_{\text{AlH}} = 0,0082$, $\gamma_{\text{AlD}} = 0,0020$, welche Größen auf die für $^1\Sigma$ geltenden B -Werte umgerechnet sind und woraus dann erhalten wird:

$$B_e(\text{AlH}) = 6,4040$$

$$B_e(\text{AlD}) = 3,3208$$

und folglich

$$\varrho^2 = 0,51855,$$

was mit Rücksicht auf die annähernde Betrachtungsweise der Theorie als in guter Übereinstimmung mit dem aus den Atomgewichten berechneten Massenverhältnis $\varrho^2 = 0,51848$ stehend angesehen werden muß.

5. Der in § 4 aus den B_e und ω_e berechnete Isotopieffekt bildet einen Sonderfall einer allgemeineren Darstellung desselben, die auf einen direkten

¹⁾ J. H. van Vleck, Phys. Rev. **33**, 467, 1929. — ²⁾ R. S. Mulliken u. U. A. Christy, ebenda **38**, 87, 1931.

Vergleich der beobachteten B_v^x - und ω_v -Werte für verschiedene angeregte Kernschwingungszustände begründet ist und welche wir Herrn R. Rydberg verdanken. Wir gehen hierbei noch immer von der Annahme aus, daß die Potentialgänge $V(r)$ der beiden Isotopmoleküle identisch sind und berechnen aus dem Kernschwingungsverlaufe $G(u)$ ($u = v + 1/2$) diejenigen u^x -Werte für AlH, welche mit den in dem AlD-Spektrum beobachteten (d. h. für $u = 1/2, 3/2, 5/2, 7/2$) übereinstimmende Termwerte aufzeigen. Gleichzeitig konstruieren wir mit Hilfe der in Tabelle 3 gegebenen B_v -Werte die entsprechenden B_{u^x} -Werte für AlH. Das Massenverhältnis ρ^2 tritt dann überall in den Verhältnissen $\frac{B_u(\text{AlD})}{B_{u^x}(\text{AlH})}$ und $\frac{u^{x^2}(\text{AlH})}{u^2(\text{AlD})}$ hervor, wie auch aus Tabelle 7 hervorgeht.

Tabelle 5.

$v'' \backslash v'$	0	1	2
0	23 470,91 23 536,79*	24 554,01 24 379,40*	—
1	21 845,78 22 354,80*	22 928,88 23 197,41*	23 868,01*
2		21 359,70 22 044,80*	— 22 715,40*
3		19 844,91 20 920,91*	
4		18 383,61 —	

Die Methode gründet sich auf einen Vergleich zwischen dem Wirkungsintegral

$$\oint \sqrt{2\mu(V(r) - E)} = u \cdot \frac{h}{2\pi} \quad (7)$$

und dem den B_v -Werten entsprechenden Integral

$$B_v = \frac{h\omega_v}{8\pi^2} \oint \frac{dr}{r^2 \sqrt{2\mu(V(r) - E)}}. \quad (8)$$

Die Methode wird in einer später folgenden Arbeit von R. Rydberg über den Isotopieeffekt der Bandenspektren von HgH/HgD besprochen. Die in (7) und (8) mitgeteilten Größen sind nach den von Rydberg¹⁾ angegebenen Konstruktionsmethoden in Fig. 4 unter der Potentialkurve eingezeichnet.

¹⁾ R. Rydberg, ZS. f. Phys. **73**, 376, 1932.

In Tabelle 6 bemerken wir, wie das aus den B_v^x -Werten berechnete Massenverhältnis mit der Kernschwingungsenergie langsam wächst, während das aus den Kernschwingungsquantenzahlen berechnete Verhältnis eher eine entgegengesetzte Tendenz zeigt. Dies Verhalten wird nicht nennenswert geändert, wenn wir statt B_v^x nach (6) B_v einführen. Wie aus

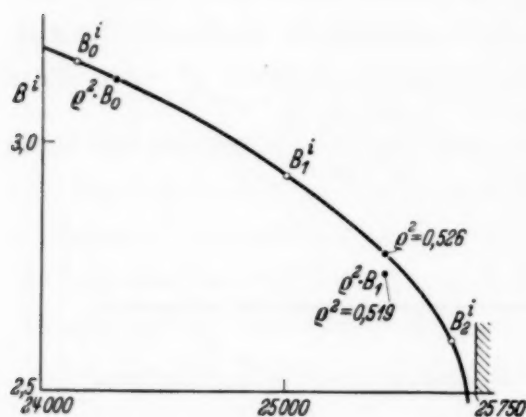


Fig. 3.

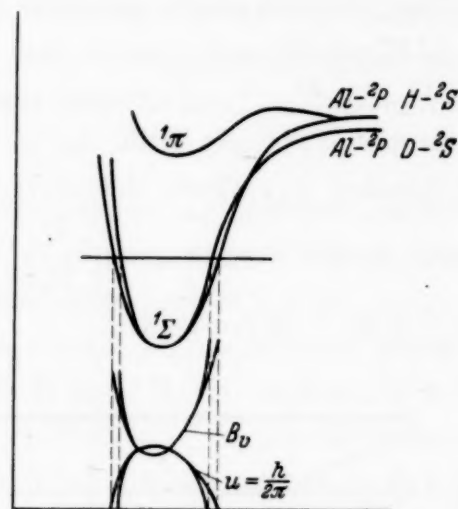


Fig. 4.

Fig. 3 hervorgeht, spricht dies Verhalten für eine stärkere Einschnürung der Potentialkurve von AlD, was möglicherweise mit dem von Kronig berechneten Effekt zusammenhängt.

Tabelle 6.

$u_{(\text{AlD})}$	$G(u)_{(\text{AlD})}$	$B^x(u)_{(\text{AlD})}$	$u_{(\text{AlH})}^x$	$B^x(u)_{(\text{AlH})}$	$\frac{B^x(u)_{(\text{AlD})}}{B^x(u)_{(\text{AlH})}}$	$\frac{u_{(\text{AlH})}^x}{u_{(\text{AlD})}}$
0	0	(3,3186)	0	(6,3958)	(0,51882)	(0,51889)
0,5	602,22	3,2839	0,36015	6,3292	0,51885	0,51883
1,5	1784,21	3,2151	1,08043	6,1955	0,51894	0,51881
2,5	2936,82	3,1471	1,80070	6,0637	0,51900	0,51880
3,5	4060,73	3,0801	2,52102	5,9336	0,51909	0,51882

Was den $^{1/2}H$ -Term betrifft, so läßt sich hier eine genaue Berechnung des Massenverhältnisses nicht durchführen, weder nach der in § 4 angegebenen oder nach der in diesem Paragraphen genannten Methode. Da aber die gegenseitige Lage der Kernschwingungsniveaus in AlH/AlD festgelegt ist (Tabelle 1, 2) können wir die Größen B_v^x für AlH graphisch zwischen die längs der Termskala angegebenen B_v^x (AlD) einführen (Fig. 4). Wie aus der Figur hervorgeht, verlangt ein regelmäßiger Verlauf der B_v -Kurve, daß wir für B_0 (AlH) den Wert $q^2 = 0,519$, dagegen für B_1 (AlH)

$\varrho^2 = 0,526$ wählen. Dieser Kernschwingungszustand liegt nahe an der Dissoziationsgrenze, wo die Kernschwingungsamplituden etwa 40% des Kernabstandes betragen [$r_{\max} = 2,08 \text{ \AA}$, $r_{\min} = 1,43 \text{ \AA}$], weshalb man hier in jeder Hinsicht große Abweichungen zwischen den beiden Isotopmolekülen erwarten kann.

Was schließlich die A -Aufspaltung in 1I betrifft, so verläuft diese in beiden Isotopmolekülen regelmäßig nach der Formel:

$$\Delta T_{de}(K) = \gamma K(K+1),$$

wie aus Fig. 5 zu ersehen ist.

Hier ist $\gamma_{AlH} = 0,0072$

und $\gamma_{AlD} = 0,0020$.

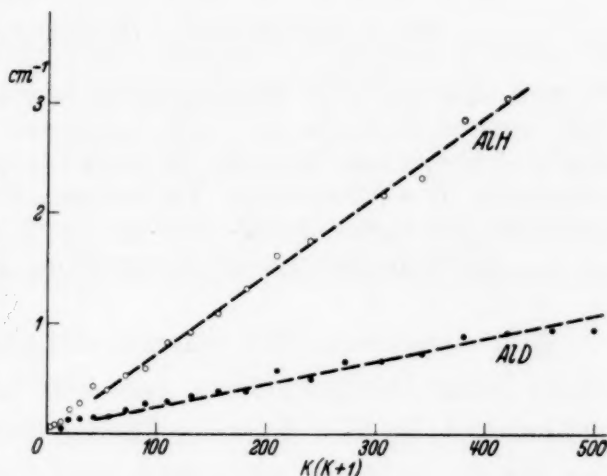


Fig. 5.

Sowohl die absoluten als auch die aufeinander bezogenen Größen der γ -Konstanten sind in guter Übereinstimmung mit dem für den Fall der „pure precession“ gültigen theoretischen Ausdruck:

$$\gamma = \frac{2 B_v^2 l(l+1)}{v(\Pi \Sigma)},$$

wo wir ein präzessierendes p-Elektron ($l = 1$) nach der für AlH/AlD vermuteten Elektronenkonfiguration $3s\sigma^2 3p\sigma 3p\pi^1 I$ und $3s\sigma^2 3p\sigma^2 1\Sigma$ annehmen.

Wir benutzen die Gelegenheit, um Herrn Prof. O. Klein und Herrn phil. Licenciat R. Rydberg für anregende Gespräche während der Arbeit unseren herzlichen Dank zu sagen.

Stockholm, Physikalisches Institut der Universität, 22. Juni 1934.

¹⁾ E. Hulthén u. R. Rydberg, l. c.

Über ein neues Bandenspektrum von Aluminiumhydrid.

Von W. Holst in Stockholm.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 2. Juli 1934.)

Es wird über ein neues Bandensystem von Aluminiumhydrid berichtet. Nach einer Analyse wird gezeigt, daß das System einem ${}^1\Pi^* \rightarrow {}^1\Pi$ -Übergang entspricht. Der untere ${}^1\Pi$ -Term ist identisch mit dem oberen ${}^1\Pi$ -Term des altbekannten ${}^1\Pi \rightarrow {}^1\Sigma$ -Systems. Die Λ -Aufspaltung wird zu $\Delta\nu = 1,29 \cdot (j + \frac{1}{2})^2 - 0,0163 (j + \frac{1}{2})^4 - 0,867 \cdot 10^{-4} \cdot (j + \frac{1}{2})^6$ gefunden. Es wird über eine Anomalie der Intensitätsverteilung in den Zweigen berichtet.

§ 1. *Einleitung.* Wir haben in einigen früheren Arbeiten¹⁾ die Analyse zweier neuer Bandensysteme von $\text{AlH } {}^3\Sigma \rightarrow {}^3\Pi$ und ${}^2\Pi \rightarrow {}^2\Sigma$ gegeben, und haben dabei über drei neue Banden bei 2700, 3380 und 4980 Å berichtet. Das Bandenspektrum bei 3380 Å wird hier analysiert und einem System ${}^1\Pi^* \rightarrow {}^1\Pi$ zugeordnet. Durch die Analyse wird gezeigt, daß der untere ${}^1\Pi$ -Term für dies ${}^1\Pi^* \rightarrow {}^1\Pi$ -System und das altbekannte ${}^1\Pi \rightarrow {}^1\Sigma$ -System gemeinsam ist.

§ 2. *Experimentelles.* Wir haben versucht, diese neuen Banden bei Entladungen in einer Mischung von AlCl_3 -Dampf und H_2 analog der früher versuchten Methode¹⁾ zu erregen, doch ist die Überlagerung von dem Kontinuum und den AlCl -Banden zu stark, so daß wir damit keinen Erfolg gehabt haben.

In Bogenentladungen zwischen Kohle und Al-Elektroden in einer Wasserstoffatmosphäre bei reduziertem Druck erscheint das Bandensystem mit mäßiger Intensität nur bei stärkster Belastung des Bogens (15 Amp.) und bei stark vermindertem Druck (20 mm). Die Banden sind in der ersten und zweiten Ordnung eines 6,5 m-Konkavgitters photographiert worden.

§ 3. *Struktur der Banden.* Das Bandensystem bei 3380 Å ist nach Rot abgeschattiert und besteht aus vier Zweigen, von denen zwei Zweige eine Kante bilden. Wie die meisten der AlH -Banden, zeigen auch diese Banden ein markiertes Abbrechen, das als Prädissoziation gedeutet werden muß. Die R -Zweige brechen bei $j = 10$ und $j = 11$, und die P -Zweige bei $j = 12$ und $j = 13$ scharf ab. Hierbei ist es eigentümlich, daß die P_1 - (bzw. R_1 -) und P_2 - (bzw. R_2 -) Zweige nicht für denselben Termwert abbrechen.

¹⁾ W. Holst, ZS. f. Phys. 89, 40, 1934.

Für einen $^1I \rightarrow ^1I$ -Übergang ist zu erwarten, daß die P - und R -Zweige von etwa gleicher Intensität sind, während die Intensität der Q -Zweige verschwindend ist. In Übereinstimmung hiermit haben wir nur die beiden P - und die beiden R -Zweige beobachtet.

§ 4. Der Anfangsterm. Durch die Analyse ist gezeigt worden, daß der obere Term ein $^1I^*$ -Term ist, der dem Falle b'' nahesteht.

$$F(j) = F_{el} + F_v + B_v(j(j+1) - A^2 + \bar{G}^2) + \varphi_i(j) + D_v j^2(j+1)^2 + \dots$$

In dieser Gleichung steht $F(j)$ für die Werte eines Singuletterms. Die übrigen Bezeichnungen entsprechen denen Mullikens. Bekanntlich

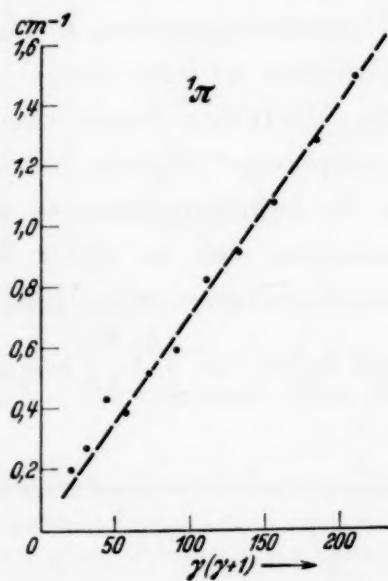


Fig. 1.

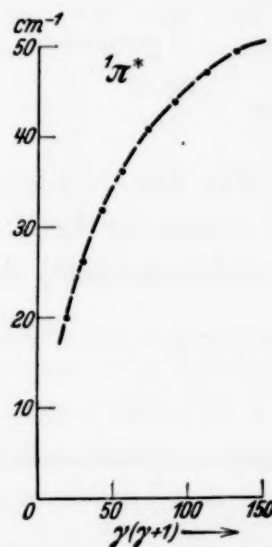


Fig. 2.

ist ein 1I -Term dank der l -Entkoppelung in zwei Unterniveaus c und d aufgespalten. Diese Aufspaltung wird in der Formel durch das Glied $\varphi_i(j)$ berücksichtigt.

Gewöhnlich kann diese Aufspaltung durch den Ausdruck

$$\Delta\gamma = q \cdot (j + \frac{1}{2})^2$$

dargestellt werden, mit q als Aufspaltungskonstante. In unserem Falle ist aber die Entkoppelung so groß, daß Glieder noch höherer Ordnung mitberücksichtigt werden müssen. In Fig. 1 und 2 haben wir für die beiden 1I -Terme die Aufspaltung graphisch gegen $(j + \frac{1}{2})^2$ aufgetragen. Für den unteren 1I -Term fallen die experimentell gefundenen Werte auf eine gerade Linie, und lassen sich also durch den Ausdruck

$$\Delta\gamma = 0,0072 (j + \frac{1}{2})^2$$

darstellen. Für den oberen Term aber ist die Entkoppelung so stark, daß wir die höheren Glieder berücksichtigen müssen. Wie E. Svensson¹⁾

zeigt, kann die Λ -Aufspaltung durch eine Formel

$$\Delta\gamma = a(j + \frac{1}{2}) + b(j + \frac{1}{2})^2 + c(j + \frac{1}{2})^4 + d(j + \frac{1}{2})^6 + \dots$$

dargestellt werden. Graphisch haben wir die folgenden Konstanten erhalten:

$$\Delta\gamma = 1,29(j + \frac{1}{2})^2 - 0,0163(j + \frac{1}{2})^4 - 0,867(j + \frac{1}{2})^6.$$

Die Rotationskonstanten B und D der Termgleichung sind für das c -Unterniveau des ${}^1\Pi$ -Terms durch die altbekannte graphische Methode bestimmt

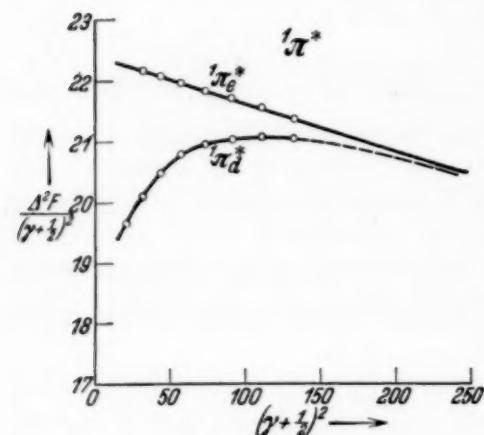


Fig. 3.

worden. Für das d -Unterniveau aber ist die l -Entkoppelung so groß, daß eine graphische Ermittlung der Konstanten sich in dieser Weise nicht durchführen ließ, doch können die Termwerte mit Hilfe der Λ -Aufspaltung berechnet werden. In der Fig. 3 haben wir $\frac{\Delta_2 F}{(j + \frac{1}{2})^2}$ graphisch gegen $(j + \frac{1}{2})^2$ aufgetragen.

	B_0	D_0	J_0	r_0	ω_0
${}^1\Pi^*$	5,60	$-9,7 \cdot 10^{-4}$	$4,95 \cdot 10^{-40}$	1,76 Å	850 cm ⁻¹
${}^1\Pi$	6,026	$-6,66 \cdot 10^{-4}$	$4,60 \cdot 10^{-40}$	1,70 Å	1150 cm ⁻¹

Der Wert J_0 des Trägheitsmomentes ist durch die Gleichung

$$J_0 = \frac{27,7 \cdot 10^{-40}}{B_0}$$

gegeben, und weiter ist $r_0 = \sqrt{\frac{J_0}{\mu}}$ wo μ für die reduzierte Masse des Moleküls steht. ω_0 ist nach der Beziehung $D_0 = \frac{4B^3}{\omega_0^2}$ berechnet. Das Abbrechen der Bande rührt von dem oberen ${}^1\Pi$ -Term her, indem die c - und d -Niveaus bei $j = 12$ und $j = 11$ prädissoziieren. Wegen der geringen Intensität der Bande ist eine Untersuchung über den Druckeffekt noch nicht gelungen, und folglich läßt sich zur Zeit nichts über die Natur dieser Prädissoziation aussagen.

¹⁾ E. Svensson, ZS. f. Phys. (im Erscheinen).

§ 5. *Der Endzustand.* Der Endzustand 1H ist der altbekannte 1H -Term von dem $^1H \rightarrow ^1\Sigma$ -Übergang. Wir haben die Analyse dieses Terms aufs neue mit verbesserten Messungen durchgeführt¹⁾. Die $\Delta_2 F$ -Werte und die Termwerte sind in Tabelle 1 aufgeführt. Für die Λ -Aufspaltung haben wir $\Delta\gamma = 0,0072 (j + \frac{1}{2})^2$ gefunden, gegenüber der früher von Knave angegebenen $\Delta\gamma = 0,01 (j + \frac{1}{2})^2$.

Tabelle 1. Termdifferenzen.

j	$\Delta_2 F_c$	$^1H^*$	$\Delta_2 F_d$	$\Delta_2 F_c$	1H	$\Delta_2 F_d$
3						84,60
4			88,52	107,75		108,01
5	122,28		110,71	131,56		131,79
6	143,96		133,46	154,94		155,19
7	156,20		156,10	178,29		178,29
8	186,13		178,30	201,42		201,65
9	206,84		200,16	224,28		224,47
10	226,84		221,59	246,67		247,23
11	246,23		242,43	268,82		269,11
12				290,43		290,91

Eine ausführliche Analyse des 1H -Termes erscheint später in Verbindung mit der Analyse des Λ D-Bandensystems.

§ 6. *Intensitätsverteilung in den Bandenzweigen.* Die Intensität einer

Bandenlinie ist durch $I = g \cdot \gamma^4 i \cdot e^{-\frac{E_r}{kT}}$ gegeben. Für die verschiedenen Linien einer Bande ist g konstant, γ ist die Frequenz der Linie. i steht für das statistische Gewicht, E_r ist die Rotationsenergie. Das statistische Gewicht i der beiden Unterniveaus c und d eines 1H -Terms ist von gleicher Größe. Hieraus erhalten wir dann

$$\frac{I_1}{I_2} = \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_2}\right)^4 \cdot e^{\frac{E_2 - E_1}{kT}}.$$

Mit den aus der Analyse erhaltenen Werten wird $I_1 = 0,82 I_2$, was aber in keiner Weise mit den beobachteten Werten in Übereinstimmung steht. Wie wir aus dem Photometriardiagramm finden, ist hier $I_1 > I_2$.

Die benutzte Gleichung der Intensität hat aber nur unter Voraussetzung chemischen Gleichgewichts Gültigkeit, und die Diskrepanz zwischen Theorie und Messungen muß darum dadurch erklärt werden, daß ein chemisches Gleichgewicht, insbesondere für diese hochangeregten Terme sich überhaupt nicht einstellt. Die Abweichung des Verhältnisses I_1/I_2 von dem berechneten Wert 0,82 gibt dann einen Ausdruck für den Unterschied der Bildungshäufigkeit der Moleküle in die $^1H d$ - und die $^1H c$ -Zustände.

¹⁾ W. Holst u. E. Hulthén, ZS. f. Phys. **90**, 712, 1934.

Tabelle 2. Bandenlinien.

j	P_1		P_2	
	λ	ν	λ	ν
4			3395,228	29 444,68
5	3395,276	29 444,27	97,651	23,69
6	97,116	28,32	3400,213	01,52
7	99,046	11,61	02,804	23 379,13
8	3401,084	29 393,99	05,423	56,33
9	03,237	75,39	08,087	33,59
10	05,492	55,94	10,798	10,28
11	07,858	35,56	13,537	29 286,75
12	10,369	13,96	16,352	62,62
13	13,001	29 291,36		

j	R_1		R_2	
	λ	ν	λ	ν
2			3385,558	29 528,78
3	3382,895	29 552,02	85,260	31,38
4	81,996	59,88	85,051	33,20
5	81,233	66,55	84,914	34,40
6	80,578	72,28	84,847	34,98
7	80,060	76,81	84,818	35,23
8	79,682	80,12	84,814	34,73
9	79,441	82,23	84,988	33,75
10	79,378	82,78	85,203	31,87
11	79,492	81,79	85,512	29,18

Tabelle 3. Termwerte.

i	${}^1\Pi_c$	${}^1\Pi_d$	${}^1\Pi_c^*$	${}^1\Pi_d^*$	$\Delta \nu ({}^1\Pi)$	${}^1\Delta \nu ({}^1\Pi^*)$
0	24 304,94	24 304,94	53 821,36	53 821,36	0,00	
1	316,91	316,98			0,07	
2	40,95	41,03			0,08	
3	77,02	77,12		53 869,86	0,10	
4	424,96	425,18	53 929,04	908,84	0,22	20,20
5	84,87	85,15	84,85	58,50	0,28	26,35
6	556,54	556,98	54 051,48	54 019,46	0,44	32,02
7	639,93	640,33	128,87	92,00	0,40	36,87
8	734,94	735,47	216,76	175,58	0,53	41,18
9	841,39	841,99	315,06	270,24	0,61	44,82
10	959,12	959,96	423,63	375,76	0,84	47,87
11	25 088,08	25 089,01	541,92	491,70	0,93	50,22
12	227,98	229,08	669,87		1,10	
13	378,60	379,92			1,32	
14	539,65	541,29			1,53	

§ 7. *Einordnung in das Niveauschema.* In Fig. 4 haben wir den neuen ${}^1\Pi^*$ -Term in das früher aufgestellte Schema eingezeichnet. Das AlH-Molekül im ${}^1\Pi^*$ -Zustand muß dann in H- 2S - und Al- 2P (angeregt) disso-

ziieren, indem eben hier bei diesem angeregten 2P -Zustand des Al-Atoms ein neuer $^1\Pi$ -Term zu erwarten ist.

Mit Hilfe des Vektormodells kann vorausgesagt werden, welche Molekülzustände sich aus zwei bekannten Atomzuständen bilden lassen¹⁾.

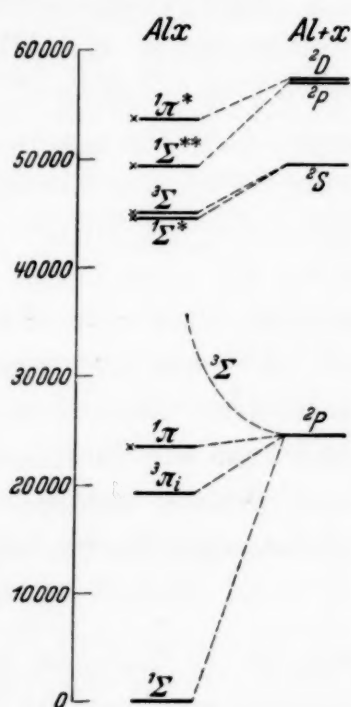


Fig. 4.

Wenn die beiden Atome einander ein wenig genähert sind, so wird durch die Wechselwirkung der Kerne die Molekülachse ausgebildet. Die Projektion A von L_1 und L_2 der beiden Atome auf diese Achse nimmt dann

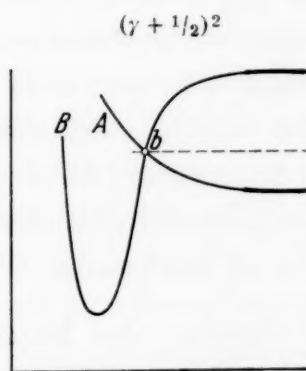


Fig. 5.

gequantelte Werte an, die sich addieren und die A -Vektoren des entstandenen Moleküls bilden. Weil jetzt die Hydride immer aus einem H-Atom im 2S -Zustand auftreten, können wir leicht voraussagen, was für Molekülzustände sich in dem AlH-Molekül bilden lassen. Aus einem Al- 2P -Atom und einem H- 2S -Atom entstehen ein $^1\Sigma$ -Zustand, ein $^1\Pi$ -Zustand, ein $^3\Sigma$ -Zustand und ein $^3\Pi$ -Zustand. Aus einem Al- 2S -Atom und einem H- 2S -Atom bilden sich ein $^1\Sigma$ -Zustand und ein $^3\Sigma$ -Zustand. Wie aus dem Schema hervorgeht, haben wir jetzt für den niedrigsten 2P -Zustand und den niedrigsten 2S -Zustand des Al-Atoms die möglichen Molekülzustände gefunden. Der niedrigste $^3\Sigma$ -Term wird von R. S. Mulliken als repulsiv angegeben.

Interessant an dem Termschema des Aluminiums ist, daß so viele Terme Prädissoziation aufweisen. In dem Schema haben wir die prädissoziierten Terme durch Kreuze bezeichnet, und wir sehen, daß von sieben stabilen Termen fünf Terme Prädissoziation aufweisen.

¹⁾ E. Wigner u. E. E. Witmer, ZS. f. Phys. **51**, 859, 1928.

Die allgemeine Deutung der Prädissoziation geht aus der Fig. 5 hervor. Die Potentialkurven zweier Elektronenzustände A und B überschneiden einander bei b . Wenn der eine Zustand (A) instabil (repulsiv) ist, können diejenigen Niveaus von B , die oberhalb b liegen, prädissoziiert werden.

Diese Deutung ist aber im Falle des AlH in keiner Weise ausreichend. E. Hulthén und R. Rydberg haben die Prädissoziation des AlH behandelt und haben dabei als möglich angegeben, daß ein repulsiver $^1\Pi$ -Term die Ursache der Prädissoziation ist. Dieser repulsive $^1\Pi$ -Term sollte dann in ein Al-Atom im Grundzustand 2P und ein H- 2S -Atom dissoziieren. Nehmen wir aber (wegen des Ganges der B -Werte usw.) an, daß der stabile $^1\Pi$ -Term in den Grundzustand 2P des Al-Atoms und nicht in den hochangeregten Term 2D übergeht, so ist diese Möglichkeit ausgeschlossen.

Für die drei hochangeregten Terme $^1\Sigma^*$, $^1\Sigma^{**}$ und $^1\Pi^*$ zeigt sich ebenfalls, daß kein repulsiver Term die Ursache der Prädissoziation sein kann. Nur im Falle des oberen $^3\Sigma$ -Zustandes kann die Prädissoziation durch die Einwirkung des repulsiven ($^3\Sigma$)-Term gedeutet werden.

Wir beabsichtigen in nächster Zeit die beiden neuen Banden bei 2700 und 4980 Å zu analysieren.

Dem Direktor des Instituts, Herrn Prof. Dr. E. Hulthén danken wir herzlichst für sein liebenswürdiges Entgegenkommen während der Arbeit.

Stockholm, Physikalisches Institut der Universität, Juni 1934.

Über ein neues $^1\Sigma^{***} \rightarrow ^1\Pi$ -System des Aluminiumhydrids.

Von W. Holst in Stockholm.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 23. Juli 1934.)

Es wird über ein neues Bandenspektrum $^1\Sigma^{***} \rightarrow ^1\Pi$ von AlH berichtet. Der $^1\Pi$ -Term ist gemeinsam mit dem $^1\Pi$ -Term in dem früher bekannten $^1\Pi \rightarrow ^1\Sigma$ -System. Das Abbrechen der Bande bei $j = 20$ wird erklärt und wird dem prädissoziierenden $^1\Pi$ -Term zugeschrieben. Die Interkombinationsbande $^1\Sigma^* \rightarrow ^1\Pi$ wird aufs neue untersucht, und es wird gezeigt, daß auch diese Bande ein Abbrechen aufzeigt, das von dem $^1\Pi$ -Term herrührt.

§ 1. *Einleitung.* In einer früheren Arbeit¹⁾ haben wir die Analyse einiger neuer Banden von AlH mitgeteilt und haben dabei über zwei neue Banden bei 2700 und 4980 Å berichtet. Wir haben jetzt die Analyse der Bande bei 4980 Å ausgeführt. Das Bandensystem besteht nur aus der (0—0)-Bande und entspricht einem $^1\Sigma \rightarrow ^1\Pi$ -Übergang. Durch die Analyse wird gezeigt, daß der untere $^1\Pi$ -Term mit dem $^1\Pi$ -Term des altbekannten Systems $^1\Pi \rightarrow ^1\Sigma$ gemeinsam ist.

Die Bande bricht bei $j = 20$ ganz deutlich ab. Dies Abbrechen haben wir mit Hilfe der von E. Hulthén und R. Rydberg angegebenen diffusen Niveaus im $^1\Pi$ erklärt. Um dies zu bestätigen, haben wir das früher von E. Bengtsson untersuchte $^1\Sigma \rightarrow ^1\Pi$ -System bei 4752 Å neu gemessen, und haben gefunden, daß auch diese Bande ein Abbrechen bei $j = 20$ zeigt.

§ 2. *Experimentelles.* Die Bande bei 4980 Å erscheint am intensivsten in einer Bogenentladung zwischen Kohle und Al-Elektroden in einer Wasserstoffatmosphäre von dem Druck 450 bis 750 mm. Zwar kann die Bande bei kleineren Drucken (20 mm) erhalten werden, doch ist dann die Intensität erheblich kleiner und die Bande wird stark von dem Wasserstoffviellinienspektrum überlagert.

Bei diesem hohen Druck wird der Bogen auch schon bei mäßigen Stromstärken sehr heiß, wodurch das Aluminium niederschmilzt und der Bogen erlöscht. Daher haben wir Elektroden von einer neuen Konstruktion verwendet, die höhere Stromstärken erlaubt.

In eine gewöhnliche Eisenelektrode wird ein Falz von 2 mm ausgedreht, der zu einem Mantel von feuerfestem Porzellan paßt. In diesen Mantel wird das Aluminium in Form eines Stäbchens gebracht. Mit dieser Elektrode haben wir nach 6 Stunden gut exponierte Platten in der ersten Ordnung des großen Konkavgitters erhalten. Vergebens haben wir versucht, eine

¹⁾ W. Holst, ZS. f. Phys. **89**, 40, 1934.

Überlagerung von den AlO-Banden zu vermeiden. Auch wenn die den Bogen umschließende Metallkappe ganz dicht und wenn das verwandte Gas ganz rein ist, erscheinen die AlO-Banden ganz intensiv. Vielleicht rührt das O₂-Gas aus in dem Porzellan eingeschlossener Luft und Wasserdampf her. Der *R*-Zweig der Bande wird ganz überlagert und ist darum nicht gemessen worden. Die *P*- und *Q*-Zweige aber sind gemessen. (Tabelle 1.)

Tabelle 1. Die Bandenlinien. $^1\Sigma^{***} \rightarrow ^1\Pi$.

<i>j</i>	<i>P</i>		<i>Q</i>		<i>R</i>
	λ	ν	λ	ν	Berechnet ν
5					20 352,36
6					64,84
7	4949,777	20 197,30			77,12
8	52,442	86,44			89,57
9	55,088	75,66			20 400,75
10	57,606	65,39	4929,112	20 281,98	11,92
11	60,398	54,06	29,279	81,29	22,28
12	63,108	43,06	29,349	81,01	31,94
13	65,893	31,76	29,587	80,03	40,69
14	68,731	20,26	30,063	78,07	48,41
15	71,730	08,13	30,767	75,17	54,77
16	74,847	20 095,53	31,744	71,16	59,19
17	78,170	82,11	33,056	65,77	60,76
18	81,730	67,76	34,772	58,72	61,40
19	85,614	52,13	36,986	49,63	58,31
20	(89,894) ¹⁾	(34,93) ¹⁾	(39,902) ¹⁾	(37,68) ¹⁾	

§ 3. *Struktur der Bande.* Das Bandensystem bei 4980 Å ist nach Rot abgeschattiert und besteht aus drei Zweigen (*P*-, *Q*- und *R*-Zweig). Ein gut markiertes Abbrechen erscheint in dem *P*- und *Q*-Zweig bei $j = 20$. Wegen der Überlagerung von der AlO-Bande kann dies Abbrechen in dem *R*-Zweig nicht beobachtet werden, doch ist es ziemlich sicher, daß der *P*- und der *Q*-Zweig bei demselben j -Wert abbrechen. Die Prädissoziation rührt also aus dem unteren $^1\Pi$ -Term her. Weil wir nicht die Messungen über den *R*-Zweig haben, können wir die Terme durch die Differenzen $\Delta_2 F$ nicht identifizieren. Statt dessen haben wir die Differenz $Q(j) - P(j+1)$ benutzt.

§ 4. *Der Anfangsterm.* Aus der Struktur der Bande und aus der Analyse geht hervor, daß der Anfangsterm ein $^1\Sigma$ -Term ist ($^1\Sigma^{***}$). Wir haben in Tabelle 2 die Differenzen $Q(j) - P(j+1)$ aufgestellt. Vergleichen wir diese Differenzen mit $F_c(j+1) - F_a(j)$ und $F_a(j+1) - F_c(j)$, aus dem Termschema des $^1\Pi$ -Terms berechnet, so finden wir, daß

$$Q(j) - P(j+1) = F_c(j+1) - F_a(j).$$

¹⁾ Bedeutet diffuse Linien.

Tabelle 2.

j	${}^1H_d(j+1) - {}^1H_c(j)$	${}^1H_c(j+1) - {}^1H_d(j)$	$Q(j) - P(j+1)$
10	129,89	127,91	127,92
11	141,00	138,97	138,23
12	151,95	149,32	149,25
13	162,69	159,73	159,77
14	173,26	169,87	169,94
15	183,69	179,62	169,64
16	193,35	188,86	189,05
17	202,65	198,14	198,01
18	211,75	206,92	207,18
19	220,49	214,67	214,64

Der neue ${}^1\Sigma^{***}$ -Term kombiniert also mit ${}^1\Pi_c$ für den R - und den P -Zweig und mit ${}^1\Pi_d$ für den Q -Zweig. Weil jetzt der Grundzustand des AlH -Moleküls ein ${}^1\Sigma^+$ -Term ist [Mulliken¹⁾] und mit ${}^1\Pi_d$ für den R - und P -Zweig und ${}^1\Pi_c$ für den Q -Zweig kombiniert, muß der neue ${}^1\Sigma^{***}$ -Term ein ${}^1\Sigma^-$ -Term sein. Dies wird dadurch bestätigt, daß wir die Kombinationsbande ${}^1\Sigma^{***} \rightarrow {}^1\Sigma$, die bei 2285 Å hätte liegen sollen, vergebens gesucht haben. Bekanntlich sagt die Kombinationsregel von R. de L. Kronig, daß ein ${}^1\Sigma^-$ -Term mit ${}^1\Sigma^+$ -Termen nicht kombinieren kann.

Aus der gewöhnlichen Rotationsformel

$$F(j) = B_v \cdot j \cdot (j+1) + D_v \cdot j^2 (j+1)^2 + F_v \cdot j^3 \cdot (j+1)^3 + \dots$$

haben wir durch die graphische Methode die Rotationskonstanten erhalten. Weil die Messungen von dem R -Zweig fehlen, haben wir die $\Delta_2 F$ -Werte aus dem Termschema entnommen. Die $\Delta_2 F$ -Werte sind in Tabelle 3 aufgeführt. Die folgenden Konstanten werden erhalten:

	B_0	D_0	J_0	r_0	ω_0	ν_0
${}^1\Sigma^{***}$	6,120	$-11,33 \cdot 10^{-4}$	$4,53 \cdot 10^{-40}$	1,68 Å	900 cm^{-1}	$20277,16 \text{ cm}^{-1}$

Tabelle 3. Die Termdifferenzen und die Termwerte.

j	F	$\Delta_2 F$	j	F	$\Delta_2 F$
6	44 837,23		14	45 819,33	328,14
7	921,38	179,82	15	988,08	346,60
8	45 017,05	203,13	16	46 165,93	363,65
9	124,51	224,99	17	351,73	378,54
10	242,04	246,19	18	544,47	393,70
11	370,70	268,19	19	745,43	
12	510,36	289,24	20	(951,24)	
13	659,92	309,10			

¹⁾ R. S. Mulliken, Rev. Mod. Phys. **3**, 89, 1931; **4**, 1, 1932.

Der Wert J_0 des Trägheitsmomentes ist durch die Gleichung

$$J_0 = \frac{27,7 \cdot 10^{-10}}{B_0}$$

gegeben, und weiter ist

$$r_0 = \sqrt{\frac{J_0}{\mu}},$$

wo μ für die reduzierte Masse des Moleküls steht. ω_0 ist nach der Beziehung $\frac{4 B_0^3}{\omega_0^2} = D_0$ berechnet.

Ein Verfolgen der Bandenserien bis zu j -Werten höher als $j = 19$ wäre sehr interessant gewesen. Das ist aber doch nicht gelungen, erstens, weil die Bande dank der Prädissoziation im 1H -Zustand bei $j = 20$ abbricht, und zweitens, weil der ${}^1\Sigma^{***} \rightarrow {}^1\Sigma$ -Übergang bei 2285 Å nach der Kombinationsbeziehung verboten ist.

Die Interkombinationsbande ${}^1H^* \rightarrow {}^1\Sigma^{***}$ sollte bei 10820 Å liegen. Doch ist auch hier der ${}^1H^*$ -Term prädissoziiert ($j = 11$). Eine ausführlichere Behandlung der Prädissoziation soll in § 6 folgen.

§ 5. *Der Endzustand.* Aus der Analyse geht hervor, daß der Endzustand des ${}^1\Sigma^{***} \rightarrow {}^1H$ -Systems mit dem altbekannten 1H -Term von dem ${}^1H \rightarrow {}^1\Sigma$ -System identisch ist. Eine ausführliche Analyse dieses Terms erscheint in einer anderen Arbeit¹⁾.

§ 6. *Die Prädissoziation.* Das Abbrechen der Bande ist für den Q -Zweig sehr deutlich. $Q = 19$ ist intensiv und nur schwach diffus, während von $Q = 20$ nur eine schwache Spur zu erkennen ist. In dem P -Zweig ist dies Abbrechen wegen der kleineren Intensität und wegen überlagernder Linien nicht so ausgesprochen. Doch scheint es einwandfrei zu sein, daß auch dieser Z -Zweig bei demselben j -Wert abbricht. Weil also die Bande bei $Q - 20$ und $P - 20$ endet, muß dies Abbrechen von dem 1H -Term herrühren.

Bekanntlich zeigt das altbekannte ${}^1H \rightarrow {}^1\Sigma$ -System Prädissoziation, indem die $(0 - 0)$ -Bande bei $P = 21$, $Q = 20$ und $R = 19$ endet. Dies Abbrechen ist früher von vielen Forschern untersucht worden. Wenn diese Bande bei höheren Wasserstoffdrucken (500 bis 765 mm) untersucht wird, treten neue diffuse Linien in Fortsetzung der abgebrochenen Serien auf. Eine Erklärung dieses Abbrechens ist von E. Hulthén und R. Rydberg²⁾ gegeben. Wie in Fig. 1 dargestellt ist, hat die Potentialkurve des 1H -Zu-

¹⁾ W. Holst und E. Hulthén, ZS. f. Phys., **90**, 712, 1934. —

²⁾ E. Hulthén u. R. Rydberg, Nature **131**, 470, 1933.

standes eine Schwelle, die energetisch $\sim 400 \text{ cm}^{-1}$ höher als die Dissoziationsgrenze ist. Diese Schwelle ist für die Molekülbildung und den Dissoziationsprozeß durchdringlich. Bei kleineren Drucken erscheinen daher wesentlich nur die Linien, die von Niveaus unter der Dissoziationsgrenze emittiert werden. Bei höheren Drucken wird die Molekülbildung durch die Schwelle begünstigt und Linien von den diffusen Niveaus oberhalb der Dissoziationsgrenze erscheinen in Emission. Wenn jetzt der $^1\Pi$ -Term Endzustand ist, wie im Falle des neuen $^1\Sigma^{***} \rightarrow ^1\Pi$ -Systems, muß die Bande dasselbe Aussehen haben, wie die $^1\Pi \rightarrow ^1\Sigma$ -Bande bei kleinen Drucken. Die Linien oberhalb $j = 19$ sind diffus und sind daher gegenüber den scharfen Linien sehr geschwächt. Nur bei längerem Exponieren hätte man sie erwarten können. Ein Druckeffekt ist definitionsgemäß hier nicht vorauszusehen. Bei unseren Aufnahmen, die bei H_2 -Drucken bis zu 1 Atm. entnommen sind, haben wir auch in Übereinstimmung hiermit keine weiteren Linien erhalten.

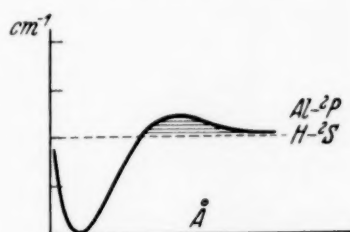


Fig. 1.

Die Interkombinationsbande $^1\Sigma^* \rightarrow ^1\Pi$ bei 4752 Å , die früher von E. Bengtsson¹⁾ untersucht ist, hat auch den $^1\Pi$ -Term als Endzustand. Auch hier wäre daher ein Abbrechen der Serien bei $P = 20$, $Q = 20$ und $R = 20$ zu erwarten. Eigentümlich war es daher, daß E. Bengtsson Linien bis zu $P = 23$, $Q = 22$ und $R = 21$ gefunden hatte. Er hat in seiner Arbeit geschrieben: „Eine Unterbrechung der Serien bei niedrigen Drucken kann man nicht beobachten“.

Weil E. Bengtsson bei seinen Aufnahmen nur einen kleinen Spektrographen (Dispersion 5 Å/mm) benutzt hat, sind seine Messungen nicht

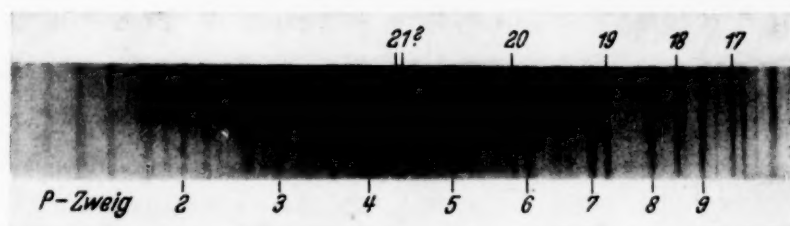


Fig. 2.

einwandfrei sicher. Wir haben es daher unternommen, diese Bande bei größerer Dispersion zu photographieren. (Erste Ordnung eines $6,5 \text{ m}$ -Konkavgitters.)

¹⁾ E. Bengtsson-Knave, Dissertation Stockholm 1932.

Tabelle 4. Die Bandenlinien. $^1\Sigma^* - ^1\Pi$.

j	P		Q		R	
	λ	ν	λ	ν	λ	ν
1	4734,990	21 113,50	4731,834	21 127,57	4725,877	21 154,20
2	37,234	03,48	31,497	29,07	—	—
3	39,593	21 092,98	30,996	31,31	—	—
4	41,792	83,20	30,326	34,30	16,026	98,38
5	43,804	74,25	29,474	38,11	—	—
6	45,638	66,11	28,451	42,68	08,794	21 230,94
7	47,268	58,88	27,257	48,02	04,864	48,68
8	48,710	52,48	25,877	54,20	00,809	67,00
9	49,941	47,03	24,317	61,18	4696,454	86,25
10	50,940	42,60	22,548	69,11	92,236	21 305,86
11	51,729	39,10	20,584	77,92	87,701	26,47
12	52,250	36,80	28,418	87,64	83,036	47,71
13	52,527	35,57	16,026	98,38	78,169	68,93
14	52,527	35,57	13,419	21 209,35	73,113	93,04
15	52,250	36,80	10,563	22,97	67,824	21 417,15
16	51,620	39,59	07,432	37,08	62,561	41,46
17	50,666	43,81	04,028	52,45	56,937	67,35
18	49,331	49,73	00,326	69,19	51,082	94,38
19	47,572	57,53	4696,244	87,67	(44,923)	(21 522,75)
20	45,303 ¹⁾	67,60 ¹⁾	91,793 ¹⁾	21 307,87 ¹⁾		
21	(42,486) ¹⁾	(80,11) ¹⁾	(86,810) ¹⁾	(30,52) ¹⁾		

Die Bande wurde mit einem Aluminiumbogen in H_2 -Gas von 40 mm Druck aufgenommen. Die Messungen sind in Tabelle 4 aufgeführt. Leider sind die eventuellen $Q = 20$ und $Q = 21$ von $Q = 8$ und $Q = 9$ der $(1 - 2)$ -Bande überlagert. Aus dem P -Zweig aber geht eindeutig hervor, daß die Bande bei $j = 21$ abbricht. (Siehe Fig. 2.) Die letzte Linie ($P = 20$) ist schwach diffus. Dank der großen Intensität dieser Aufnahme erscheinen auch die Linien für $j = 20$ mit genügender Intensität. Die Linien für $j = 21$ aber sind ganz verwischt. Für den R -Zweig haben wir dank der starken Überlagerung die Linien nur bis zu $R = 19$ verfolgen können. Um dies Abbrechen bei der Bande 4752 Å weiter zu bestätigen und um zu zeigen, daß das Abbrechen aus dem $^1\Pi$ -Term und nicht aus dem $^1\Sigma^*$ -Term kommt, haben wir die Bande bei 2229 Å, das einem Übergang $^1\Sigma^* \rightarrow ^1\Sigma$ entspricht, aufs Neue untersucht. Von Entladungen in einer Mischung von $AlCl_3$ -Dampf und Wasserstoff haben wir Aufnahmen in der ersten Ordnung des großen Gitters gemacht. Nach 5 Stunden erhielten wir gut exponierte Platten, die wir ausgemessen haben. Außerdem hat Dr. E. Bengtsson-Knave uns freundlichst seine Originalplatten (in Hilger E aufgenommen) zur Verfügung gestellt. In dieser Bande geht der

¹⁾ Bedeutet diffuse Linien.

(Aus dem Forschungs-Institut der AEG.)

Über achromatische elektrische Elektronenlinsen.

Von **Walter Henneberg** in Berlin-Reinickendorf.

Mit 1 Abbildung. (Eingegangen am 5. Mai 1934.)

Es wird gezeigt, daß es keine chromatisch korrigierten kurzen elektrischen Einzel- oder Immersionslinsen gibt. Dagegen ist es im Prinzip möglich, mit zwei Lochblenden eine achromatische Sammellinse zu konstruieren. Der Potentialverlauf einer solchen Linse, der jedoch kaum größere praktische Bedeutung zukommen dürfte, wird angegeben.

Unsere Kenntnisse über chromatisch korrigierte Elektronenlinsen sind zur Zeit noch recht mager. Achromatische Linsen, die auch praktisch brauchbar¹⁾ sind, sind uns auf magnetischem Gebiet überhaupt nicht bekannt, da wir keine magnetische Zerstreuungslinse kennen. Doch auch auf elektrischem Gebiet sehen wir vorerst nur bei kurzen Linsen²⁾ die Möglichkeit des Baues von Achromaten. Da v. Ardenne³⁾ das Thema der achromatischen Elektronenlinse kürzlich angeschnitten hat, ohne unserer Ansicht nach brauchbare Vorschläge zu machen, wollen wir das wenige, das uns hierüber bekannt ist, hier zusammenstellen⁴⁾.

1. *Bedingung der Achromasie.* Fällt die Achse der Linse mit der z -Achse eines Zylinderkoordinatensystems z, r, φ zusammen, so gilt für achsennahe, wenig geneigte Strahlen (Gaußsche Dioptrik) die Differentialgleichung^{5) 6)}

$$v \frac{d}{dz} \left(v \frac{dr}{dz} \right) = - \frac{e}{2m} \Phi'' r, \quad (1)$$

in der v die Geschwindigkeit der Elektronen an der Stelle (z, r) und $\Phi'' = \frac{d^2 \Phi}{dz^2}$

die zweite Ableitung des Potentials Φ , genommen an der Stelle $(z, 0)$, bedeutet. Gleichung (1) läßt sich aus den allgemeinen Bewegungsgleichungen unter den für die Gaußsche Dioptrik gültigen Vernachlässigungen ableiten.

¹⁾ D. h. solche, die wie Glaslinsen unter kleinem Winkel einfallende Strahlen in erster Näherung proportional ihrem Achsenabstand ablenken. — ²⁾ Als „kurz“ soll eine Linse bezeichnet werden, wenn der Bereich, in dem die zweite Ableitung des Potentials auf der Achse Φ'' wesentlich von Null verschieden ist, klein gegen ihre Brennweite ist. — ³⁾ M. v. Ardenne, ZS. f. Phys. **86**, 802, 1933. — ⁴⁾ Vgl. auch Brüche-Scherzer, „Geometrische Elektronenoptik“ [III, 11]. Berlin, Jul. Springer, 1934. — ⁵⁾ O. Scherzer, ZS. f. Phys. **80**, 193, 1933. — ⁶⁾ Unter e verstehen wir den Absolutwert der Ladung.

Man streiche in der radialen Bewegungsgleichung in dem Ausdruck für die radiale Feldstärke¹⁾

$$\mathfrak{E}_r = - \frac{\partial \varphi(z, r)}{\partial r} = - \sum_{v=1}^{\infty} \frac{(-1)^v}{v!} \frac{d^{2v} \Phi}{dz^{2v}} \left(\frac{r}{2} \right)^{2v-1},$$

in dem $\varphi(z, 0) = \Phi(z)$ gesetzt ist, die Glieder mit r^3 , streiche ferner das Drehimpulsglied und setze die Geschwindigkeitskomponente in der z -Richtung $dz/dt = v_z$ gleich der Geschwindigkeit v .

Wählt man den Potentialnullpunkt so, daß $\Phi = 0$ für $v = 0$, so wird

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} \Phi},$$

und wir können statt (1) schreiben

$$\sqrt{\Phi} \frac{d}{dz} \left(\sqrt{\Phi} \frac{dr}{dz} \right) = - \frac{1}{4} \Phi'' r. \quad (2)$$

Indem wir der von Scherzer vorgeschlagenen Lösungsmethode folgen, schreiben wir (2) in eine Integralgleichung für r um, indem wir nach dem auf der linken Seite stehenden r „auflösen“:

$$r = r_a + r'_a \sqrt{\Phi_a} \int_{z_a}^z \frac{dz}{\sqrt{\Phi}} - \frac{1}{4} \int_{z_a}^z \frac{1}{\sqrt{\Phi}} \int_{z_a}^z \frac{\Phi'' r}{\sqrt{\Phi}} dz dz. \quad (3)$$

Der Index a kennzeichnet dabei die Werte von $r' = dr/dz$ und Φ an der Stelle $z = z_a$, an der die Integration begonnen wurde. Ist $z = z_a$ ein Punkt vor und $z = z_b$ ein Punkt hinter der Linse, so erhält man die Brechkraft des Systems, indem man einen Parallelstrahl ($r'_a = 0$) durch die Linse verfolgt, nach der Formel

$$\frac{1}{f} = - \frac{r'_b}{r_a}, \quad (r'_a = 0). \quad (4)$$

Die explizite Berechnung und Diskussion dieses Ausdrucks im allgemeinen Fall ist noch nicht erfolgt; sie ist jedoch einfach für Linsen mit kleiner Linsenspannung, genauer gesagt für solche Linsen, bei denen das Potential Φ innerhalb der Linse nur wenig von dem Potential Φ_0 im Außenraum²⁾ abweicht. Dann können wir setzen

$$\Phi = \Phi_0 (1 + \varepsilon) \quad \text{mit} \quad \varepsilon = \frac{\Phi - \Phi_0}{\Phi_0}, \quad |\varepsilon| \ll 1. \quad (5)$$

Wegen der Bedingung $|\varepsilon| \ll 1$ können wir die in (3) vorkommenden Wurzeln nach ε entwickeln und r durch den Ansatz

$$r = \sum r_n \quad (6)$$

¹⁾ Gegenüber der genannten Arbeit von Scherzer sind φ und Φ in ihrer Bedeutung vertauscht. — ²⁾ Falls wir es nicht mit einer „Einzellinse“ zu tun haben, auf deren beiden Seiten konstantes und gleiches Potential herrscht, ist „das Potential Φ_0 im Außenraum“ natürlich nicht eindeutig bestimmt.

bestimmen, in dem r_n proportional zu ε^n sein soll. Nach (4) erhalten wir dann $1/f$ in der Form

$$\frac{1}{f} = \frac{c_1}{\Phi_0} + \frac{c_2}{\Phi_0^2} + \dots,$$

und die *Bedingung für Achromasie* lautet

$$\frac{d}{d\Phi_0} \left(\frac{1}{f} \right) = 0 \quad \text{oder} \quad \frac{1}{f^2} \frac{df}{d\Phi_0} = \frac{c_1}{\Phi_0^2} + 2 \frac{c_2}{\Phi_0^3} + \dots = 0.$$

Sie verlangt zwischen den Konstanten c_1 und c_2 die Beziehung

$$\Phi_0 c_1 = -2 c_2. \quad (7)$$

Dann wird die Brechkraft einer achromatischen Linse:

$$\frac{1}{f_{\text{achr}}} = \frac{1}{2} \frac{c_1}{\Phi_0} = -\frac{c_2}{\Phi_0^2}. \quad (8)$$

Unsere nächste Aufgabe wird es sein, in Erweiterung der von Scherzer angegebenen Formeln die Konstanten c_1 und c_2 ohne eine andere als die in (5) gemachte Voraussetzung über den Potentialverlauf zu berechnen.

2. *Berechnung der Brennweite einer Linse kleiner Linsenspannung.* Zur Berechnung der Konstanten gehen wir mit den Ansätzen (6) und (5) in (3) ein und entwickeln die Wurzeln im Nenner nach ε . Der uns interessierende Ausdruck für die Brechkraft wird dann nach (4)

$$\begin{aligned} \frac{1}{f} = -\frac{r'_b}{r_a} = \frac{1}{4} \int_{z_a}^{z_b} \varepsilon'' dz dz - \frac{1}{8} \left\{ \varepsilon_b \int_{z_a}^{z_b} \varepsilon'' dz + \int_{z_a}^{z_b} \varepsilon \varepsilon'' dz \right\} \\ - \frac{1}{16} \int_{z_a}^{z_b} \varepsilon'' \int_{z_a}^z \varepsilon'' dz dz dz + \text{Glieder mit } \varepsilon^3. \end{aligned}$$

Die elementare Auswertung der hier vorkommenden Integrale liefert das Ergebnis

$$\left. \begin{aligned} \frac{1}{f} &= \frac{c_1}{\Phi_0} + \frac{c_2}{\Phi_0^2} \\ \text{mit} \quad c_1 &= \frac{1}{4} (\Phi'_b - \Phi'_a), \\ c_2 &= \frac{3}{16} \int_{z_a}^{z_b} \Phi'^2 + \frac{1}{16} \Phi_{1a} (3 \Phi'_a + \Phi'_b) \\ &\quad + \frac{1}{16} \Phi_{1b} (\Phi'_a - 5 \Phi'_b) + \frac{1}{16} \Phi'_a \Phi'_b (z_b - z_a) \\ \text{und den Abkürzungen} \quad \Phi_{1a} &= \Phi_a - \Phi_0; \quad \Phi_{1b} = \Phi_b - \Phi_0. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

Aus (9) erhalten wir sofort die Formel von Scherzer für die Einzellinse ($\Phi'_a = \Phi'_b = 0$, $\Phi_a = \Phi_b = \Phi_0$) oder Immersionslinse ($\Phi'_a = \Phi'_b = 0$, $\Phi_a \neq \Phi_b$):

$$\frac{1}{f} = \frac{3}{16 \Phi_0^2} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi'^2 dz, \quad (10)$$

in der wir wegen des raschen Verschwindens von Φ'^2 außerhalb der Linse die Integrationsgrenzen z_a und z_b durch $-\infty$ und ∞ ersetzen konnten; ebenso stellt das erste Glied

$$\frac{1}{f} = \frac{\Phi'_b - \Phi'_a}{4 \Phi_0} \quad (11)$$

die bekannte Formel von Davisson und Calbick¹⁾ für die Brechkraft einer Lochblende dar. Je nach dem Vorzeichen von $\Phi'_b - \Phi'_a$ kann eine Lochblendenlinse also sammelnd oder zerstreudend wirken; Einzellinsen oder Immersionslinsen sind hingegen nach (10) stets Sammellinsen.

3. Zur Herstellung achromatischer kurzer Linsen. Infolge der soeben gezeigten Unmöglichkeit, kurze zerstreudende *Einzellinsen* oder *Immersionslinsen* herzustellen, gelingt es auch nicht, sie chromatisch zu korrigieren. Aus Formel (10) entnimmt man nämlich, daß

$$\frac{1}{f^2} \frac{df}{d\Phi_0} = \frac{3}{8 \Phi_0^3} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi'^2 dz,$$

daß also die Brennweite mit wachsender Elektronengeschwindigkeit zunimmt. An dieser Tatsache ändert sich auch nichts, wenn wir in $1/f$ die bisher vernachlässigten Glieder $c_3/\Phi_0^3 + c_4/\Phi_0^4 + \dots$ berücksichtigen: Das Hauptglied c_2/Φ_0^2 ist stets groß gegen die übrigen, was wir im Falle der Einzellinse noch zeigen wollen. Für die Einzellinse²⁾ ist

$$\left. \begin{aligned} c_3^E &= -\frac{3}{8} \int_{-\infty}^{\infty} (\Phi - \Phi_0) \Phi'^2 dz, \\ c_4^E &= \frac{9}{16} \int_{-\infty}^{\infty} (\Phi - \Phi_0)^2 \Phi'^2 dz - \frac{9}{256} \int_{-\infty}^{\infty} \Phi'^2 \int_{-\infty}^z \int_{-\infty}^z \Phi'^2 dz dz dz, \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

und man sieht unmittelbar, daß die Achromasiebedingung (7), in der man die dort vernachlässigten Glieder mit c_3 und c_4 ergänzt und $c_1^E = 0$ setzt, nicht erfüllbar ist; sie würde verlangen, daß

$$2 c_2^E = -3 \frac{c_3^E}{\Phi_0} - 4 \frac{c_4^E}{\Phi_0^2} - \dots \quad (13)$$

¹⁾ C. J. Davisson u. C. J. Calbick, Phys. Rev. **42**, 580, 1932. — ²⁾ Der obere Index *E* soll daran erinnern, daß die angegebenen Größen nur für die Einzellinse gelten.

wird. Aus (12) folgt jedoch, daß die hingeschriebenen Glieder der rechten Seite von der Größenordnung $\bar{\varepsilon} \cdot |c_2^E|$ bzw. $\bar{\varepsilon}^2 |c_2^E|$ sind, wo $\bar{\varepsilon}$ den Maximalwert von $|\varepsilon| = |\Phi/\Phi_0 - 1|$ bedeutet, daß also die rechte Seite nie gleich der linken sein kann.

Bei der Herstellung achromatischer kurzer Linsen ist man also auf Systeme von *Lochblendenlinsen* angewiesen, das sind Linsen, an die sich ein- oder beiderseitig ein Feld anschließt. Hier läßt sich eine chromatisch korrigierte *Zerstreuungslinse* sofort angeben: Da das Hauptglied von c_2 , nämlich der in (10) auftretende Ausdruck

$$\frac{3}{16} \int_{z_a}^{z_b} \Phi'^2 dz$$

positiv ist, erhält man nach (8) eine solche Linse, wenn man nur die Zusatzglieder in c_2 klein genug wählt und außerdem dafür sorgt, daß (7) besteht. Im Gegensatz zu Bedingung (13) für die Einzellinse ist (7) deshalb erfüllbar, weil c_1 unabhängig von c_2 sehr kleine Werte annehmen kann, so daß $\Phi_0 c_1$ wirklich gleich $-2 c_2$ werden kann.

Schwieriger ist es, eine *achromatische Sammellinse* anzugeben. Mit einer Lochblende ist sie nicht herstellbar. Zwar kann man erreichen, daß $c_2 < 0$ wird, wenn man bei $\Phi'_b > \Phi'_a$ [was zur Erzielung einer Sammellinse nach (8) erforderlich ist] noch $\Phi'_a > 0$ wählt. Da nur eine Lochblende vorhanden sein soll, gilt jetzt offenbar für die Feldstärke $-\Phi'$ innerhalb der Linse

$$0 < \Phi'_a < \Phi' < \Phi'_b. \quad (14)$$

Das Vorzeichen von c_2 erkennt man leicht, wenn man den Ausdruck (9) von c_2 in Integralform umschreibt und $\Phi_a = \Phi_0$ setzt:

$$c_2 = \frac{1}{16} \int_{z_a}^{z_b} [3(\Phi' - \Phi'_b)\Phi' + (\Phi'_a - \Phi'_b)\Phi' + (\Phi'_a - \Phi')\Phi'_b] dz. \quad (15)$$

Hier ist nach (14) jede Klammer negativ, jeder hinter der Klammer stehende Faktor positiv, mithin $c_2 < 0$. Eine Abschätzung dieses Integrals¹⁾ zeigt, daß die Bedingung (7) in diesem Fall unerfüllbar ist, da $|c_2|$ klein gegen $\Phi_0 c_1$ ist.

Durch die Integraldarstellung (15) wird man jedoch auf eine Potentialform geführt, die eine aus zwei Lochblenden bestehende achromatische Sammellinse zu liefern vermag. In Fig. 1 ist der Potentialverlauf schematisch dargestellt; die Blenden wollen wir dabei

¹⁾ Man ersetze alle Klammern durch den (absolut) zu großen Ausdruck $\Phi'_a - \Phi'_b$.

als so eng annehmen, daß wir zur Berechnung der Brennweite das Potential durch den in der Figur gezeichneten Geradenzug ersetzen können. Indem wir zur Ausführung der Integration (9) die Punkte z_a und z_b mit den Blenden zusammenfallen lassen, erhalten wir

$$c_2 = \frac{z_b - z_a}{16} [3 \Phi_i'^2 - \Phi_i' \Phi_a' - 3 \Phi_i' \Phi_b' + \Phi_a' \Phi_b'],$$

wobei wir

$$\Phi_0 = \frac{\Phi_a + \Phi_b}{2}$$

gesetzt haben.

Machen wir nun den Ansatz

$$\Phi_b' = \Phi_a' (1 + \delta), \quad (16)$$

in dem wegen (7) $\delta \ll 1$ und wegen (8) $\delta > 0$ sein soll, so wird

$$c_2 \approx \frac{z_b - z_a}{16} (\Phi_i' - \Phi_a') (3 \Phi_i' - \Phi_a').$$

Da c_2 für eine achromatische Sammellinse gemäß (8) negativ sein muß, muß also

$$\frac{1}{3} \Phi_a' < \Phi_i' < \Phi_a' \quad (17)$$

sein. Ist Ungleichung (17) erfüllt, so liefert die Bedingung für Achromasie (7) für δ die Gleichung:

$$\delta = \frac{(z_b - z_a) \Phi_a'}{2 \Phi_0} \left(1 - \frac{\Phi_i'}{\Phi_a'} \right) \left(3 \frac{\Phi_i'}{\Phi_a'} - 1 \right). \quad (18)$$

Das in Fig. 1 gezeichnete Potential stellt also eine *achromatische kurze Sammellinse* der Brechkraft

$$\frac{1}{f_{\text{achr}}} = \frac{(z_b - z_a) \Phi_a'^2}{16 \Phi_0^2} \left(1 - \frac{\Phi_i'}{\Phi_a'} \right) \left(3 \frac{\Phi_i'}{\Phi_a'} - 1 \right) \quad (19)$$

dar, wenn zwischen den Feldstärken Φ_a' , Φ_b' und Φ_i' die Beziehungen (16) bis (18) bestehen¹⁾.

Wir sehen aber aus dem Potentialverlauf Fig. 1, daß der so gefundenen chromatisch korrigierten Linse keine große praktische Bedeutung beizumessen ist, denn an den Strahlenverlauf im Innern der Linse, den wir an der Stelle $z = z_b$ abgebrochen und uns durch die Tangente an dieser Stelle ersetzt gedacht hatten, schließen sich in Wirklichkeit Parabeln an, die für die Teilchen verschiedener Geschwindigkeit verschieden sind.

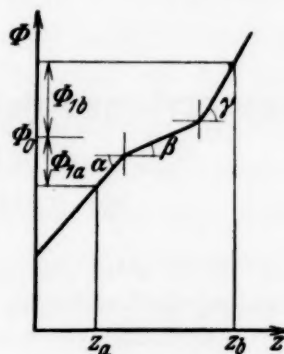


Fig. 1.

Potentialverlauf
einer achromatischen
kurzen Sammellinse.

¹⁾ Das in dem genannten Buche von Brüche und Scherzer in [III, 11] angegebene Potential einer achromatischen Linse geht aus unserem durch die Annahme $\Phi_i' = \frac{1}{2} \Phi_a'$ hervor. Unsere Ungleichung (17) ist allgemeiner.

(Aus dem Forschungs-Institut der AEG.)

Das elektrische Immersionsobjektiv als System der Braunschen Röhre.

Von **H. Johansson** in Berlin-Reinickendorf.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 5. Mai 1934.)

Das elektrische Immersionsobjektiv (Elektronenmikroskop) wird in seiner Eignung als System der Braunschen Röhre diskutiert, und es wird untersucht, wie sich die Vergrößerung des Systems formelmäßig darstellen läßt.

Das seit längerer Zeit zur Abbildung von Glühkathoden benutzte Immersionsobjektiv, das aus zwei eng benachbarten Lochblenden gegenüber einer ebenen Kathode besteht (Fig. 1), ist kürzlich durch

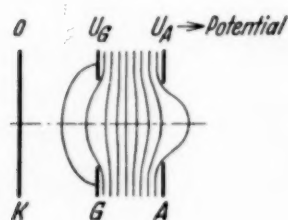


Fig. 1.
Einfaches Immersionsobjektiv
mit Potentialfeld bei
 $U_G/U_A = +0,1$.
 K = Kathode,
 G = Gitterblende,
 A = Anodenblende.

v. Ardenne¹⁾ als System für Braunsche Röhren empfohlen und hinsichtlich seiner Vergrößerung diskutiert worden. Dabei scheint der Autor übersehen zu haben, daß die allgemeinen Eigenschaften dieses Systems aus früheren Untersuchungen²⁾ weitgehend bekannt sind, so daß es möglich ist anzugeben, wie man das System bauen muß, damit es sich für die Zwecke der Braunschen Röhre besonders eignet. Es möge daher kurz auf diese Frage eingegangen und anschließend im Hinblick auf die praktische

Bedeutung des Objektivs die Darstellung der gemessenen Vergrößerungswerte durch eine Formel diskutiert werden.

1. Wenn wir das *Immersionsobjektiv für die Braunsche Röhre* verwenden wollen, so müssen wir im Gegensatz zu seiner Benutzung im Elektronenmikroskop danach streben, ein System möglichst geringer Vergrößerung zu erhalten, das nahe der Kathode angeordnet sein soll und von dort ein kleines Bild eines kreisförmigen Strahlers (Kathode oder beleuchtete Blende) auf den Leuchtschirm projiziert.

Bei der Beurteilung eines solchen Projektionssystems darf nicht nur die Vergrößerung — wie es v. Ardenne getan hat — sondern muß ebenso auch die Güte der Abbildung betrachtet werden. Die drei meiner Arbeit entnommenen Kurven, die in Fig. 2 wiedergegeben sind, geben über die

¹⁾ M. v. Ardenne, ZS. f. Phys. **88**, 251, 1934. — ²⁾ H. Johansson, Ann. d. Phys. **18**, 385, 1933.

Frage der Vergrößerung und der Abbildungsgüte bei dem Objektiv Fig. 1 Aufschluß. Es sind der scharf abgebildete Kathodenbereich A_0 , die Vergrößerung V und der Abstand c zwischen Kathode und erster Blende aufgetragen, wobei als Abszisse das Verhältnis von Potential an der ersten Blende U_G zu Anodenpotential U_A gewählt ist. Die Kurven gelten für ein System von 1 mm Blendendurchmesser und 1 mm Blendenabstand bei $L = 240$ mm Strahlänge zwischen Kathode und Schirm. Aus dem Verlauf von $A_0 = f(U_G/U_A)$ ergibt sich, daß man das System höchstens noch bei $U_G/U_A = 0,22$ verwenden wird, da bei noch höheren Werten der scharf abgebildete Kathodenbereich zu klein wird¹⁾.

Bereits dieses System vermag natürlich die Forderung eines kleinen, z. B. eines 1 mm großen Leuchtfleckes zu erfüllen, denn bei $c = 2,5$ mm

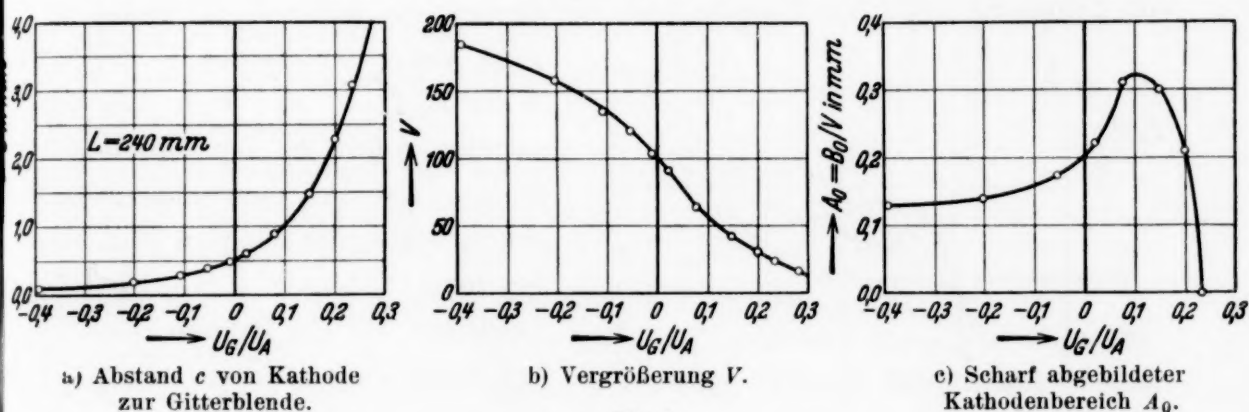


Fig. 2.

Eigenschaften des Immersionsobjektivs in Abhängigkeit vom Quotienten von Gitterpotential U_G zu Anodenpotential U_A .

bzw. $U_G/U_A = 0,22$ wird $V = 30$, und damit wird ein Emissionsfleck auf der Kathode von $1/30$ mm auf dem Schirm gerade ein 1 mm großes Bild entwerfen. Wir können diesen Zahlenwert auch wirklich erreichen, da nach der Kurve Fig. 2c der zulässige scharfe Kathodenbereich $A_0 = 1/10$ mm, d. h. dreimal so groß wie der Objektdurchmesser ist¹⁾. Befriedigen wird diese Lösung jedoch nicht, denn die Leuchtfleckhelligkeit und somit auch die Schreibgeschwindigkeit wird sehr zu wünschen übrig lassen.

Wir wollen uns daher fragen, welche Wege wir beschreiten müssen, um dieses Immersionsobjektiv für Braunsche Hochvakuumröhren brauchbarer zu machen. Wir wollen dabei wieder fordern, daß bei einer Strahlänge $L = 240$ mm der Leuchtfleckdurchmesser 1 mm beträgt. Zur Vervollkommenung unseres Systems führen zwei Wege:

¹⁾ Bei der Verwendung für die Braunsche Röhre genügt es natürlich, daß der Durchmesser der emittierenden Kathodenfläche kleiner ist als der scharf abgebildete Bereich A_0 .

Zunächst erinnern wir uns an die elektronenoptische Gesetzmäßigkeit, daß die Vergrößerung auf die Hälfte sinkt, wenn wir bei gleicher Länge des Strahlenganges alle Dimensionen des Immersionsobjektivs auf das Doppelte vergrößern¹⁾. So haben wir bei $c = 5$ mm und 2 mm weiten Blenden in 2 mm Abstand voneinander bei $L = 240$ mm Länge des Strahlenganges 15fache Vergrößerung zu erwarten. Nun wird an Stelle des emittierenden Kathodendurchmessers von $1/30$ mm bei dem vergrößerten System der doppelte Durchmesser von $1/15$ mm wieder einen Kathodenfleck von 1 mm Durchmesser — jedoch mit vierfacher Leuchthelligkeit — hervorrufen.

Der zweite Weg besteht in der Erweiterung des scharf abgebildeten Kathodenbereiches A_0 durch Formgebung der Blenden. In der erwähnten Arbeit ist der hier in Fig. 3 wiedergegebene „Gütefaktor“ η einer Anzahl von Systemen mit 1 mm-Blenden über der Brennweite aufgetragen. Dabei

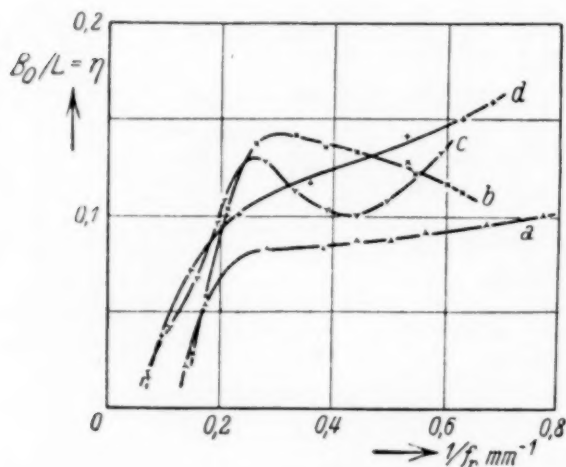


Fig. 3.
Gütefaktor η über der reduzierten
Brennkraft $1/f_r$.

wird unter Gütefaktor η der Wert $B_0/L = A_0 \cdot V/L$ verstanden, worin B_0 den Durchmesser des auf dem Leuchtschirm erzeugten scharfen Bildbereiches bedeutet. Was wir brauchen, ist ein System, das bei großen Brennweiten f_r einen möglichst großen Gütefaktor η oder — in der bisherigen Ausdrucksweise — einen möglichst großen scharf abgebildeten Kathodenbereich A_0 hat. Das sind offensichtlich die Systeme c

und d , deren eines (c) in Fig. 4 wiedergegeben ist. Bei diesen Systemen ist der Gütefaktor gegenüber dem bisher diskutierten einfachsten System a (Fig. 1) wesentlich vergrößert. Wenn wir wieder angeben: $L = 240$ mm und scharfer Bildbereich $B_0 = 3$ mm (d. h. dreimal so groß wie der 1 mm große Leuchtfleck), so bedeutet das Angabe des Gütefaktors $\eta = B_0/L = 0,013$. Daraus folgt nach Fig. 3: $1/f_r = 0,06$ mm⁻¹ und daraus die Vergrößerung $V = L/f_r = 15$ gegenüber der Vergrößerung $V = 30$ des zuerst betrachteten Systems. Bei 1 mm weiten Blenden läßt sich mit diesem

¹⁾ Gilt um so genauer, je kleiner die Länge des Systems, auf der Achse gemessen, gegenüber der Strahllänge ist. Näheres siehe in dem Buche Brüche-Scherzer, Geometrische Elektronenoptik [III, 2]. Berlin, Jul. Springer, 1934.

System also die vierfache Leuchthelligkeit als bei dem einfachen System mit ebenen Blenden erzielen.

Kombinieren wir nun die beiden betrachteten Möglichkeiten, d. h. vergrößern wir das System Fig. 4 auf das Doppelte, dann würde sich 7,5fache Vergrößerung und 16fache Leuchthelligkeit gegenüber dem zuerst besprochenen System ergeben. Würden wir die Systemdimensionen auf das Dreifache vergrößern, so hätten wir sogar nur noch mit rund fünffacher Vergrößerung, d. h. mit 36facher Leuchtfleckhelligkeit zu rechnen, wobei der Strahler selbst dann einen Durchmesser von 0,2 mm hätte.

Wir erkennen daraus, daß das Immersionsobjektiv schon in den heute bekannten Formen, die sich zweifellos noch merklich verbessern ließen, als System der Braunschen Hochvakuumröhre brauchbar ist.

2. Wir kommen nun zu der *Vergrößerungsformel des Immersionsobjektivs*, wie sie bei gewissen Vereinfachungen aus dem Strahlensatz ableitbar ist. Diese näherungsweise Berechnung

wurde kürzlich von v. Ardenne vorgeschlagen und für ein System mit Wehnelt-Zylinder um die Kathode benutzt. Nach Beseitigung¹⁾ einer willkürlichen Vereinfachung lautet sie in den bereits benutzten Buchstabenbezeichnungen:

$$V = \frac{L - a}{c + a} \sqrt{\frac{U_G}{U_A}},$$

V = Vergrößerung

L = Abstand Kathode—Schirm

c = Abstand Kathode—erste Blende

d = Abstand der beiden Blenden

U_G = Potential der ersten Blende

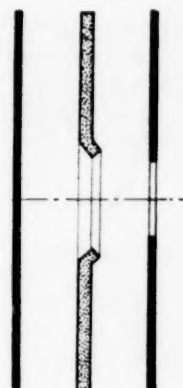
U_A = Anodenpotential

$$a = c + d/2$$

bezogen auf Kathode

Der Besitz einer einfachen Formel, die die Vergrößerung einer mit solchem System ausgestatteten Braunschen Röhre oder eines Elektronenmikroskops zu berechnen gestattet, ist zweifellos erwünscht. Wir wollen daher prüfen, wieweit die Formel das experimentelle Material darzustellen

¹⁾ Die von v. Ardenne angegebene Formel berücksichtigt nicht die Rückverlegung des Objektes durch das kathodennahe Beschleunigungsfeld. Sie führt zu Werten der Vergrößerung, die rund doppelt so groß sind wie die der hier angegebenen Formel. Vgl. auch E. Brüche, ZS. f. Phys., im Druck.



1 mm

Fig. 4

Immersionsobjektiv (Fig. 3c) mit hohem Gütefaktor bei kleinen Brechkraften $1/f_r$.

gestattet. In Fig. 5 ist zu diesem Zweck die Vergrößerung des Systems Fig. 1 bei $L = 24$ cm über c aufgetragen (Kurve a). Die dazu gezeichnete starke gestrichelte Kurve b ist nach der Formel errechnet¹⁾. Wir erkennen, daß die berechnete Kurve b bei kleinen Abständen, wie es v. Ardenne

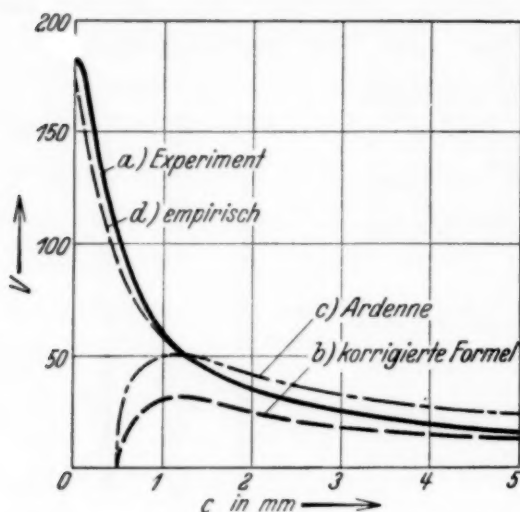


Fig. 5.
Vergleiche mit dem Experiment.

das Verhältnis U_G/U_A enthält, das erst aus dem Versuch selbst bestimmt werden muß.

Will man eine Vergrößerungsformel des Immersionssystems von praktischem Wert aufstellen, so wird man die zwei Bedingungen stellen, daß die Formel erstens nur geometrische Daten enthält und zweitens bei kleinen und großen Entfernungen c Gültigkeit hat, d. h. für Braunsche Röhre und Elektronenmikroskop gilt. Dabei wird man — solange die Theorie noch keine ausreichenden Aussagen ermöglicht — von der experimentellen Kurve a ausgehen und eine rein beschreibende Darstellung versuchen.

Die Vergrößerungskurve a wird in erster Näherung durch eine achsenverschobene Hyperbel darstellbar sein. Wir setzen also etwa

$$V = \frac{K}{c + \frac{d}{2}} = \frac{K}{a},$$

wobei K noch ein unbestimmter Faktor ist. Da die Vergrößerung auch mit der Länge des Strahlenganges in erster Näherung linear wachsen wird, schreiben wir: $V = C \cdot L/a$. Versuchen wir die experimentellen Werte durch diese Funktion darzustellen, so erhalten wir mit $C = 0,37$ die fein gestrichelte

¹⁾ Die nach der ursprünglichen Formel v. Ardenne's berechnete Kurve c liegt von $c = 1,25$ mm ab über der experimentellen Kurve und zeigt gerade bei großen c -Werten, wo sie am besten gelten sollte, besonders hohe prozentuale Abweichungen (z. B. 50 % bei $c = 5$).

bereits betonte, keine Gültigkeit hat, da das in der Formel auftretende Verhältnis der Potentiale Null wird. Bei Übergang zu größeren Abständen wird die Anpassung besser, jedoch erst oberhalb $c = 3,5$ mm zufriedenstellend. Die Formel ist also bei großen c -Werten in der jetzt gegebenen Form an sich brauchbar, doch bleibt ihr Wert insofern zweifelhaft, als eine wünschenswerte Vorausberechnung der Vergrößerung mit ihr nicht möglich ist, da sie

Kurve d , die nur bei $c < 1$ mm überhaupt Abweichungen (unterhalb 10%) zeigt. Es ist zu erwarten, daß durch Funktionen dieser Art die Vergrößerungskurve jedes Immersionsobjektivs darstellbar ist.

Es sei abschließend noch besonders betont, daß wir in der Elektronenoptik, solange eine theoretische Behandlung der verschiedenen Systeme noch nicht gelingt, organische Experimentaluntersuchungen als Grundlage aller Überlegungen gebrauchen. Nur wenn wir genaue Angaben über Vergrößerungs- und Abbildungsgüte in Abhängigkeit vom Aufbau der Systeme besitzen, werden wir optimale Systeme bauen und so den Weg zur Braunschen Hochvakuumröhre mit vollem Erfolg beschreiten können.

Zur Theorie der anomalen α -Streuung.

Von Paul Wenzel in Prag.

Mit 5 Abbildungen. (Eingegangen am 14. Juni 1934.)

Es wird ein einfaches Kriterium entwickelt, welches die Drehimpulse der in den Kern eindringenden α -Teilchen aus der Messung der anomalen α -Strahlstreuung (unter großen Winkeln an leichten Kernen) zu ermitteln gestattet.

§ 1. *Problemstellung.* Im Hinblick auf die systematische Untersuchung der Struktur der leichten Atomkerne ist es erforderlich, außer den bisher ausschließlich in Betracht gezogenen energetischen Verhältnissen auch die Drehimpulse aller in Frage kommenden Kernzustände zu berücksichtigen. Es erscheint daher wünschenswert, ein einfaches Kriterium zu gewinnen, welches auf Grund von Messungen der anomalen Streuung Aussagen über den Drehimpuls der reagierenden Kernbestandteile zu machen gestattet. Eine solche Kenntnis wird uns nämlich in die Lage versetzen, weit eingehendere Schlüsse über das Verhalten der Kerne bei der Atomzertrümmerung zu ziehen, als dies bisher möglich war.

Die folgenden Entwicklungen werden durch den Umstand ermöglicht, daß die anomale Streuung von Teilchen vorgegebenen Drehimpulses sich von einer einzigen phänomenologischen Phasenkonstante abhängig erweist (bzw., falls die Kerne bei den betrachteten Prozessen sich umwandeln können, von deren zwei). Treffen wir die vereinfachende Annahme (deren Berechtigung sich weiter unten erweisen wird), daß bei der anomalen α -Strahlstreuung jeweils Teilchen eines bestimmten Drehimpulses vornehmlich mit dem Kern in Beziehung treten, so ergibt sich für die Streuung unter einem vorgegebenen Winkel bei jeder Geschwindigkeit ein Maximalwert, welcher unabhängig von dem speziellen Kernmodell berechnet werden kann. Es wird nun gezeigt, wie sich die erwähnten Maximalwerte für jeden Drehimpuls als Funktion der Geschwindigkeit gewinnen lassen. Wir gelangen so bei leichten Kernen für die einzelnen Drehimpulsquantenzahlen zu sehr stark voneinander verschiedenen Maximalkurven, welche Majoranten für die zu erwartende anomale Streuung darstellen. Am Beispiel der von Rietzler¹⁾ bisher gemessenen Werte wird gezeigt, daß diese Maximalkurven eine zwangslose Interpretation der Meßresultate gestatten. Daraus können wir schließen, daß das hier eingeschlagene Verfahren ein brauchbares Hilfsmittel bei der systematischen Untersuchung der an leichten Kernen vorliegenden Verhältnisse liefern wird.

¹⁾ W. Rietzler, Proc. Roy. Soc. London (A) **134**, 154, 1931.

§ 2. Die Streuformel. Für die Streuung eines materiellen z -fach geladenen Teilchens in einem Coulombfeld der Ladung Ze (e bedeutet das elektrische Elementarquantum) liefert die Schrödingersche Theorie nach Gordon¹⁾ in Relativkoordinaten asymptotisch:

$$\psi^* = \sum_l G_l \cdot \psi_l^* = \frac{e^{i\left(kr - \frac{1}{kb} \log \text{nat } 2kr \sin^2 \frac{\vartheta}{2} + \pi + 2\sigma_0\right)}}{2k^2 b r \sin^2 \frac{\vartheta}{2}}. \quad (1)$$

Die Partialwellen ψ_l^* sind die auslaufenden Wellen entsprechenden Lösungen der Schrödinger-Gleichung im Coulombfeld

$$\psi_l^* = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot \frac{1}{k} i^l (2l+1) \cdot \chi_l^{(+)}(r) \cdot P_l(\cos \vartheta),$$

wobei

$$\chi_l^{(+)}(r) = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \cdot \frac{1}{r} \cdot e^{i\left(kr - \frac{1}{kb} \log \text{nat } 2kr - \frac{l+1}{2}\pi + \sigma_l\right)},$$

die Größen G_l die Streukoeffizienten

$$G_l = \frac{1}{2} (e^{2i\sigma_l} - 1). \quad (2)$$

In obigen Formeln bedeuten: ϑ den Streuwinkel,

$$k = \frac{2\pi}{h} \cdot \sqrt{2\mu\varepsilon} \quad (3a)$$

die Wellenzahl,

$$\mu = \frac{m}{1 + \frac{m}{M}}, \quad \varepsilon = \frac{E}{1 + \frac{m}{M}} \quad (3b)$$

reduzierte Masse und Energie (m, M Masse des gestreuten bzw. streuenden Teilchens),

$$b = \frac{h^2}{4\pi^2 zZe^2} \quad (3c)$$

den Bohrschen Radius, σ_l die Phase der komplexen Γ -Funktion

$$\Gamma\left(\frac{i}{kb} + l + 1\right) = \left| \Gamma\left(\frac{i}{kb} + l + 1\right) \right| \cdot e^{i\sigma_l}. \quad (3d)$$

Aus (1) ergibt sich für den Streuquerschnitt in ein vorgegebenes Winkelintervall

$$dQ(\vartheta, \varphi) = \frac{z^2 Z^2 e^4}{16\varepsilon^2 \sin^4 \frac{\vartheta}{2}} \cdot \sin \vartheta d\vartheta d\varphi \quad (4)$$

¹⁾ Gordon, ZS. f. Phys. 48, 180, 1928.

das bekannte Rutherfordsche Streugesetz, welches bei schweren Kernen durch die Erfahrung bestätigt wird. Im Falle leichter Kerne treten durch die endliche Kernaussdehnung bedingte Abweichungen von (4) auf, welche sich insbesondere bei der Beobachtung unter großen Streuwinkeln bemerkbar machen.

Von den zu erwartenden Streuanomalien können wir uns in der Weise Rechenschaft geben, daß wir in der Gordonschen Streuformel die l -te Partialwelle, die wir als vom streuenden Kern besonders stark beeinflußt ansehen, modifizieren, indem wir den l -ten Streukoeffizienten G_l durch

$$C_l = G_l + D_l \quad (5)$$

ersetzen. Den unbekannten Koeffizienten der Kerneigenstreuung D_l schreiben wir in der Form

$$D_l = |D_l| \cdot e^{i\delta_l}. \quad (6)$$

Bilden wir nun das Verhältnis des Querschnittes der anomalen Streuung zu jenem der Rutherfordschen

$$\Sigma_l = \frac{|\psi^* + D_l \psi_l^*|^2}{|\psi^*|^2},$$

so ergibt sich folgender von Beck angegebene Ausdruck¹⁾:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_l = 1 + 4(kb)^2 \sin^4 \frac{\vartheta}{2} (2l+1)^2 \cdot |D_l|^2 \cdot P_l^2(\cos \vartheta) \\ + 4kb \sin^2 \frac{\vartheta}{2} (2l+1) \cdot |D_l| \cdot P_l(\cos \vartheta) \\ \cdot \sin \left(2\sigma_0 - \sigma_l - \delta_l - \frac{1}{kb} \log \text{nat} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \right), \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

welchen wir unseren weiteren Überlegungen zugrunde legen wollen.

Stellen wir C_l analog D_l , vgl. (6), in der Form

$$C_l = |C_l| \cdot e^{i\gamma_l}$$

dar, so liefert die Schrödingersche Theorie als Ausdruck für die Bilanz der Teilchen l -ter Ordnung (d. h. vom Drehimpuls $l \cdot h/2\pi$) folgende Bedingung:

$$|C_l| = -\cos \gamma_l. \quad (8)$$

Wegen $|C_l| \geq 0$ bedeutet dies, daß γ_l zwischen $\pi/2$ und $3\pi/2$ liegen muß. Um uns von dieser Beschränkung zu befreien, definieren wir C_l durch

$$\left. \begin{aligned} \frac{\pi}{2} \leq \gamma_l \leq \frac{3\pi}{2}, \quad |C_l| = -\cos \gamma_l, \quad \text{arc } C_l = \gamma_l, \\ -\frac{\pi}{2} \leq \gamma_l \leq +\frac{\pi}{2}, \quad |C_l| = +\cos \gamma_l, \quad \text{arc } C_l = \gamma_l + \pi. \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

¹⁾ G. Beck, Handb. f. Radiologie VI/1, 2. Auflage, § 25.

Daher ergibt sich unter Benutzung von (2) aus (5) durch leichte Umformung:

$$D_l = -\cos \gamma_l \cdot e^{i\gamma_l} - i \sin \sigma_l \cdot e^{i\sigma_l}. \quad (10)$$

Setzen wir dies in (6) ein, so erhält man nach kurzer Rechnung:

$$|D_l| = \pm \cos(\gamma_l - \sigma_l), \quad \text{tg } \delta_l = \text{tg}(\gamma_l + \sigma_l).$$

Daraus resultiert schließlich folgende Darstellung von D_l :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\pi}{2} \leq \gamma_l - \sigma_l \leq \frac{3\pi}{2}, \quad |D_l| &= -\cos(\gamma_l - \sigma_l), \quad \delta_l = \gamma_l + \sigma_l, \\ -\frac{\pi}{2} \leq \gamma_l - \sigma_l \leq +\frac{\pi}{2}, \quad |D_l| &= +\cos(\gamma_l - \sigma_l), \quad \delta_l = \gamma_l + \sigma_l + \pi. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

(11) liefert uns den Ausdruck (7) in der Form:

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_l &= 1 + 4(kb)^2 \cdot \sin^4 \frac{\vartheta}{2} \cdot (2l+1)^2 \cdot \cos^2(\gamma_l - \sigma_l) \cdot P_l^2(\cos \vartheta) \\ &\quad - 4kb \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \cdot (2l+1) \cdot \cos(\gamma_l - \sigma_l) \cdot P_l(\cos \vartheta) \\ &\quad \cdot \sin \left[2(\sigma_0 - \sigma_l) - \gamma_l - \frac{1}{kb} \log \text{nat} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \right]. \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

Man erkennt, daß (12) als einzige theoretisch nicht ermittelbare Größe die Phase γ_l enthält, welche von der speziellen Gestalt des Kernfeldes abhängt. Dieser Umstand erleichtert die folgenden Betrachtungen wesentlich, da wir, wenn wir γ_l seinen gesamten Wertebereich durchlaufen lassen, direkt einen Überblick über die möglichen anomalen Streuvorgänge gewinnen. Insbesondere werden wir im folgenden diejenigen Werte von γ_l aufsuchen, welche dem Maximum von Σ_l entsprechen.

§ 3. Die Maximalkurven. Eine Diskussionsmöglichkeit der Formel (12) ergibt sich, wenn wir die Maxima jenes Ausdrucks als Funktion der unbekannten Phase γ_l zu ermitteln suchen. Man erhält da nach kurzer Rechnung folgende Bestimmungsgleichung für γ_l^{\max} :

$$\left. \begin{aligned} \text{tg } 2\gamma_l^{\max} &= \frac{A_l(\vartheta) \cdot \sin 2\sigma_l + \cos \left(2\sigma_0 - \sigma_l - \frac{1}{kb} \log \text{nat} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \right)}{A_l(\vartheta) \cdot \cos 2\sigma_l - \sin \left(2\sigma_0 - \sigma_l - \frac{1}{kb} \log \text{nat} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \right)} \\ A_l(\vartheta) &= kb \cdot (2l+1) \cdot \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \cdot P_l(\cos \vartheta). \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

(13) läßt sich nun bei vorgegebenen z , Z , l , ϑ und v numerisch auswerten und liefert, in (12) eingesetzt, die zugehörigen Maximalwerte von Σ_l .

Insbesondere wurde die Abhängigkeit der Größe Σ_l^{\max} von der Einfallsgeschwindigkeit v von α -Teilchen ($z=2$) in dem praktisch wichtigen Ge-

schwindigkeitsbereich von $1,2 \cdot 10^9$ cm/sec bis $2,0 \cdot 10^9$ cm/sec untersucht. Es ergibt sich da für jede bestimmte Streusubstanz Z , jeden Streuwinkel ϑ und jede Partialwelle l eine Kurve, welche wir „Maximalkurve“ nennen wollen. Eine Maximalkurve zeigt uns also in jedem ihrer Punkte an, wie groß die anomale Streuung für die betreffende Geschwindigkeit höchstens sein kann; d. h. diese Kurven sind nicht etwa mit den tatsächlich auf-

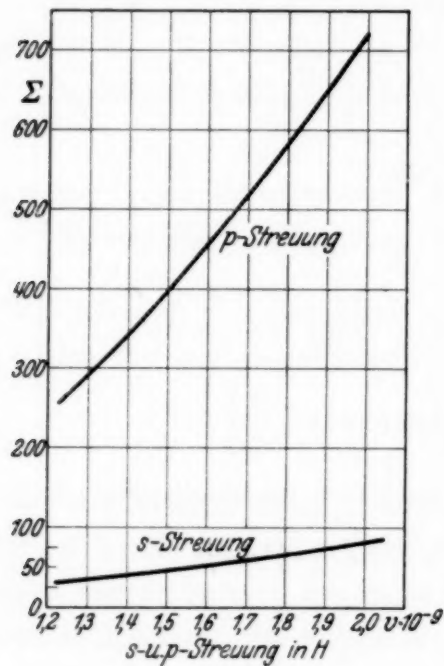


Fig. 1.

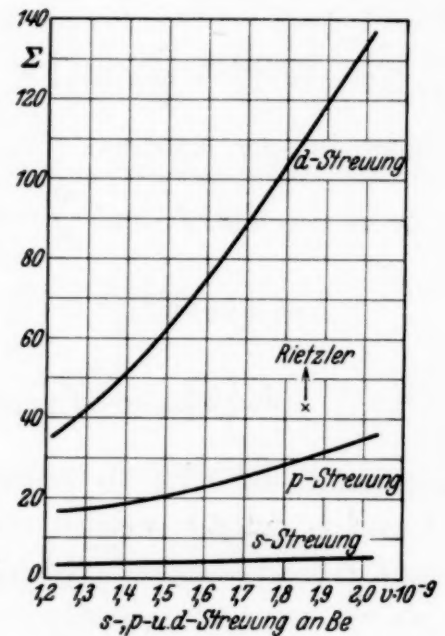


Fig. 2.

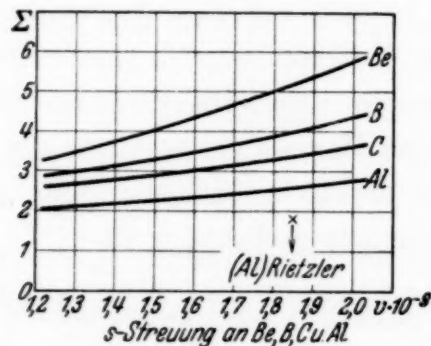


Fig. 3.

tretenden Streukurven (als Funktion der Geschwindigkeit) zu identifizieren, sondern sie stellen Majoranten für dieselben dar: bei jener Geschwindigkeit v , wo γ_l^{\max} der wirklichen Kernstruktur entspricht, wird die experimentelle Kurve die theoretische berühren, im übrigen wird sie unter der letzteren verlaufen.

Die Fig. 1 bis 3 geben eine Anzahl der — der Einfachheit halber für $\vartheta = 180^\circ$ — berechneten Kurven wieder, und zwar Fig. 1 die s - und

p -Streuung ($l = 0, 1$) in Wasserstoff ($Z = 1$), Fig. 2 die s -, p -, d -Streuung ($l = 0, 1, 2$) in Beryllium ($Z = 4$), Fig. 3 die vier s -Kurven in Be, B, C, Al ($Z = 4, 5, 6, 13$). In Fig. 2 und 3 sind überdies zwei von Rietzler¹⁾ experimentell ermittelte Punkte eingetragen. Man entnimmt aus den Figuren einige einfache Gesetzmäßigkeiten. Zunächst sind die Kurven verschiedener Ordnungszahl l bei festem Z stark voneinander verschieden, ein Umstand, der später (§ 5) wesentlich zu benutzen sein wird. Ferner nimmt bei festgehaltener Kernladungszahl Z , also einer bestimmten Streusubstanz, die Streuung mit wachsendem Drehimpuls stark zu (vgl. Fig. 1, 2, ferner auch 4, 5); vergleichen wir umgekehrt Teilchen eines bestimmten Drehimpulses bezüglich ihrer Streuung durch verschiedene Substanzen, so ergibt sich Abnahme der Streuung mit wachsender Kernladungszahl (vgl. Fig. 3). Für große Z nähern sich die Kurven der Geraden $\Sigma = 1$, so daß selbst im Falle einer Resonanz bei schweren Kernen keine großen Anomalien zu erwarten wären.

Da der Ausdruck

$$kb = \frac{h}{2\pi z Z e^2} \cdot \sqrt{\frac{2\varepsilon}{\mu}} = \frac{h\nu}{2\pi z Z e^2},$$

von welchem bei festem ϑ die Größe Σ_l^{\max} allein bestimmt wird, vgl. (3a), (3c), (3d), (12), (13), außer von der Geschwindigkeit v nur noch von dem Produkt der Kernladungszahlen $z \cdot Z$ abhängt, gelten die berechneten Kurven auch für die Streuung von Protonen oder Deutonen ($z = 1$) in He, O, Ne, Mg und Fe ($Z = 2, 8, 10, 12, 26$). Es entsprechen also die Maximalkurven der Figuren

Fig. 1	Fig. 2	Fig. 4	Fig. 5
He	O	Ne	Mg

der Streuung in den angegebenen Substanzen, die Al-Kurve in Fig. 3 der Streuung in Fe.

§ 4. *Einfluß der Absorption.* Da die anomale Streuung in vielen Fällen von Kernumwandlungsprozessen (Teilchenabsorption) begleitet ist, haben wir noch zu untersuchen, inwiefern die in den vorangehenden Paragraphen erhaltenen Resultate durch die Absorption beeinflusst werden können.

¹⁾ W. Rietzler, Proc. Roy. Soc. London (A) **134**, 154, 1931.

Bezeichnen wir mit α_l den in l -ter Ordnung absorbierten Bruchteil der einfallenden Teilchen

$$\alpha_l = \frac{|\frac{1}{2}|^2 - |\frac{1}{2} + C_l|^2}{|\frac{1}{2}|^2},$$

so tritt an die Stelle von (8) die Beziehung

$$|C_l| = -\frac{1}{2} (\cos \gamma_l - \sqrt{\cos^2 \gamma_l - \alpha_l}), \quad (14)$$

welche die für den Fall der Absorption verallgemeinerte Formel für die Teilchenbilanz darstellt. (9) ist zu ersetzen durch

$$\frac{\pi}{2} \leq \gamma_l \leq \frac{3\pi}{2},$$

$$|C_l| = -\frac{1}{2} (\cos \gamma_l - \sqrt{\cos^2 \gamma_l - \alpha_l}), \quad \arg C_l = \gamma_l, \quad (15a)$$

$$-\frac{\pi}{2} \leq \gamma_l \leq +\frac{\pi}{2},$$

$$|C_l| = +\frac{1}{2} (\cos \gamma_l + \sqrt{\cos^2 \gamma_l - \alpha_l}), \quad \arg C_l = \gamma_l + \pi. \quad (15b)$$

Nach (15a), (15b) ist γ_l hier der Einschränkung

$$\cos^2 \gamma_l \geq \alpha_l$$

unterworfen, reduziert sich also im extremsten Falle $\alpha_l = 1$ sogar auf die beiden einzelnen Werte $0, \pi$. (10) nimmt — etwa im Falle (15a) — die Gestalt

$$D_l = -\frac{1}{2} (\cos \gamma_l - \sqrt{\cos^2 \gamma_l - \alpha_l}) e^{i\gamma_l} - i \sin \sigma_l \cdot e^{i\sigma_l} \quad (16)$$

an; der etwas kompliziertere Bau dieses Ausdruckes macht es unmöglich, eine (11) entsprechende Darstellung von D_l anzugeben. Folglich können keine einfachen Analoga der Formeln (12) und (13) aufgestellt werden.

Wir können aber die Abweichungen von (13) in der Weise untersuchen, daß wir uns auf kleine Werte von α_l beschränken und diese durch eine Störungsrechnung berücksichtigen; d. h. wir berechnen γ_l^{\max} ohne Absorption gemäß (13) und setzen diesen Wert in die durch Einführung einer kleinen Absorption etwas modifizierten Ausdrücke für $|D_l|$ bzw. δ_l ein. Zu diesem Zwecke entwickeln wir C_l — etwa gemäß (13b); man überlegt aber sogleich, daß (15a) dasselbe Resultat gibt — nach der kleinen Größe α_l :

$$\begin{aligned} C_l &= +\frac{1}{2} \cdot \cos \gamma_l \left(1 + \sqrt{1 - \frac{\alpha_l}{\cos^2 \gamma_l}} \right) \cdot e^{i(\gamma_l + \pi)}, \\ &= -\cos \gamma_l \cdot \left(1 - \frac{1}{4} \frac{\alpha_l}{\cos^2 \gamma_l} \right) \cdot e^{i\gamma_l}. \end{aligned}$$

¹⁾ Man erkennt, daß an Stelle von $\alpha_l \ll 1$ besser $\frac{\alpha_l}{\cos^2 \gamma_l} \ll 1$ zu fordern ist.

Dies in (16) eingeführt liefert in erster Näherung zunächst:

$$|D_l|^2 = \cos^2(\gamma_l - \sigma_l) - \frac{\alpha_l \cos(\gamma_l - \sigma_l) \cdot \cos \sigma_l}{2 \cos \gamma_l} \quad (17a)$$

$$\operatorname{tg} \delta_l = \operatorname{tg}(\gamma_l + \sigma_l) + \frac{\alpha_l \sin \sigma_l}{4 \cos^2(\gamma_l + \sigma_l) \cdot \cos(\gamma_l - \sigma_l) \cdot \cos \gamma_l}. \quad (17b)$$

Daraus folgt weiter

$$|D_l| = \cos(\gamma_l - \sigma_l) - \frac{\alpha_l \cdot \cos \sigma_l}{4 \cos \gamma_l}, \quad (17c)$$

und mit der Bezeichnung

$$\delta_l = \delta_l^0 + \varepsilon_l^1)$$

der Phasenunterschied

$$\varepsilon_l = \frac{\alpha_l \sin \sigma_l}{4 \cos(\gamma_l - \sigma_l) \cdot \cos \gamma_l}. \quad (17d)$$

Setzen wir (17a), (17c), (17d) in (7) ein und nennen wir den ohne Absorption berechneten Wert (12) des Verhältnisses der anomalen zur Rutherford'schen Streuung Σ_l^0 , so erhalten wir schließlich folgende Formel für die Größe Σ_l :

$$\begin{aligned} \Sigma_l = \Sigma_l^0 - \frac{\alpha_l}{2} \cdot \frac{1}{\cos \gamma_l} & \left\{ 4 (kb)^2 \cdot \sin^4 \frac{\vartheta}{2} (2l+1)^2 \cdot P_l^2(\cos \vartheta) \right. \\ & \cdot \cos(\gamma_l - \sigma_l) \cdot \cos \sigma_l + 2kb \sin^2 \frac{\vartheta}{2} (2l+1) \cdot P_l(\cos \vartheta) \\ & \left. \cdot \sin \left[2\sigma_0 - \sigma_l - \gamma_l - \frac{1}{kb} \log \operatorname{nat} \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \right] \right\}. \quad (18) \end{aligned}$$

Auf Grund von (18) können wir die anomale Streuung auch bei Anwesenheit einer kleinen Absorption — falls uns γ_l bekannt ist — angeben.

Die wichtige Frage, ob durch die Absorption Σ_l^{\max} vergrößert oder verkleinert wird, läßt sich allerdings allgemein mit Hilfe von (18) nicht entscheiden. In speziellen Fällen kann man dies aber immer durch numerische Auswertung obigen Ausdrucks feststellen. So ergibt sich, daß in den im nächsten Paragraphen zu besprechenden experimentell untersuchten Fällen stets eine geringe Verkleinerung von Σ_l^{\max} aus (18) resultiert.

§ 5. *Vergleich mit der Erfahrung.* Wie bereits erwähnt wurde (vgl. § 3), ist es für den Vergleich der theoretisch ermittelten Maximalkurven — einer bestimmten Substanz — mit den experimentell gewonnenen günstig, wenn die Maximalkurven verschiedener Ordnung weit voneinander entfernt sind; denn sonst wird man allfällige Maxima der experimentellen Kurven

¹⁾ Durch den Index Null sei der ungestörte Wert gekennzeichnet.

nicht eindeutig den Maximalkurven zuordnen können. Daß dies tatsächlich der Fall ist, haben bereits die Fig. 1 und 2 gezeigt; dasselbe Verhalten lassen die Fig. 4 und 5 erkennen.

Noch klarer tritt diese Tatsache in Erscheinung, wenn wir die von Rietzler¹⁾ gemessenen Kurven, welche in den Fig. 4, 5 (Streuung in *B* und *C*) gestrichelt eingezeichnet sind — die Kreuze entsprechen den einzelnen Meßpunkten —, betrachten. Man erkennt ohne weiteres, daß das Maximum in *C* bei $v \sim 1,6 \cdot 10^9$ cm/sec der *p*-Streuung zuzuordnen ist;

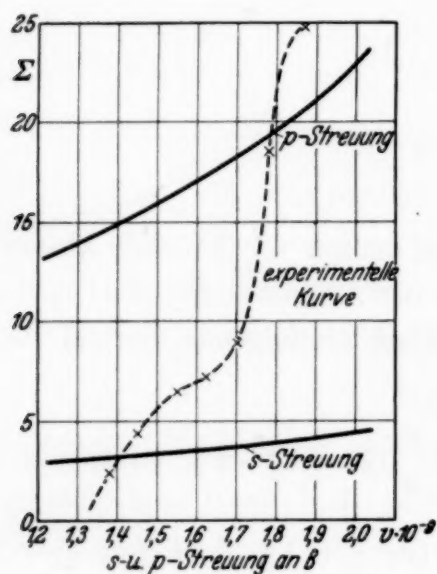


Fig. 4.

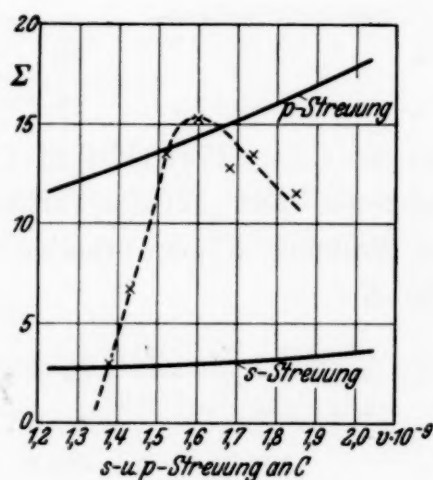


Fig. 5.

ebenso entspricht das erste Maximum in Fig. 4 bei $v \sim 1,55 \cdot 10^9$ cm/sec einer *s*-, das zweite bei $v \sim 1,85 \cdot 10^9$ cm/sec einer *p*-Streuung. Die Überschreitung der zugehörigen Maximalkurven erklärt sich aus den großen Halbwertsbreiten der Resonanzstellen; d. h. etwa bei $v \sim 1,55 \cdot 10^9$ cm/sec ist eben nicht nur der in Resonanz befindliche *s*-Zustand angeregt, sondern auch teilweise noch der *p*-Zustand²⁾. Eine Zuordnung der beiden einzelnen an Be und Al (Fig. 2, 3) gemessenen Punkte zu irgendwelchen Kurven ist natürlich nicht eindeutig möglich, weil wir ja nicht wissen, ob dieselben Maximis entsprechen.

Da die Zuordnung der Maxima zu den Majoranten in eindeutiger Weise möglich ist, können wir die letzteren tatsächlich zur Interpretation der

¹⁾ W. Rietzler, Proc. Roy. Soc. London (A) **134**, 154, 1931. — ²⁾ Eine genauere Behandlung wäre natürlich in der Weise möglich, daß wir in (7) zwei Partialwellen gleichzeitig als vom Kern beeinflußt ansehen. Im Falle von *B* ist überdies noch zu beachten, daß in den Experimenten eine Superposition der Streuung an beiden Isotopen B_{10} und B_{11} zur Beobachtung gelangt.

vorliegenden Experimente benutzen. Wenn also ein Maximum einer experimentellen Kurve der l -ten Majorante entspricht, so bedeutet dies, daß der streuende Kern bei der betreffenden Geschwindigkeit gerade mit den Teilchen des Drehimpulses l in Reaktion tritt; mit anderen Worten: es dringen bei dieser Geschwindigkeit vorwiegend die Teilchen des Drehimpulses l in den Kern ein¹⁾. Beispielsweise können wir aus Fig. 5 schließen, daß bei einer Geschwindigkeit $v \sim 1,6 \cdot 10^9$ cm/sec der α -Teilchen gerade jene mit dem Drehimpuls 1 mit dem C-Kern hauptsächlich in Beziehung treten.

Zusammenfassung.

1. Es wird gezeigt, daß die anomale Streuung l -ter Ordnung im Falle elastischer Streuprozesse nur von einem einzigen, die unbekannten Kerneigenschaften enthaltenden Parameter abhängt (§ 2).

2. Es werden für die Streuung an mehreren leichten Elementen unter einem Winkel $\vartheta = 180^\circ$ die Maximalwerte, welche vom speziellen Kernmodell unabhängig sind, als Funktion der Einfallsgeschwindigkeit berechnet (§ 3).

3. Es wird gezeigt, wie im Falle von Kernumwandlungen die Teilchenabsorption zu berücksichtigen ist. In den für uns interessanten Fällen kann der Einfluß der Absorption vernachlässigt werden (§ 4).

4. Die gewonnenen Maximalkurven lassen sich dazu benutzen, die Drehimpulse der in den Kern eindringenden α -Teilchen zu ermitteln. Dies wird speziell an Hand der Rietzlerschen Meßresultate an B und C näher ausgeführt (§ 5).

Herrn Dr. G. Beck danke ich für mehrfache Diskussionen über das behandelte Thema.

Prag, Institut für theoretische Physik der Deutschen Universität, am 31. Mai 1934.

¹⁾ Im allgemeinen entspricht nämlich einem Maximum der Streuamplitude im Außenraum auch ein solches im Innern des Streugebietes.

Über Reichweite und Absorption natürlicher H-Strahlen.

Von **Erich Frank** in Halle a. d. Saale.

Mit 7 Abbildungen. (Eingegangen am 3. Juli 1934.)

Unter Verwendung des Hoffmannschen Duantelektrometers wurden die durch Stoß von Po- α -Teilchen aus Paraffinfolien verschiedener Dicke ausgelösten natürlichen H-Strahlen untersucht. Die Reichweitengruppen, die bei Absorptionsmessungen mit absorbierenden Medien von verschiedenem Atomgewicht erhalten wurden, sind durch den Stoßmechanismus zwischen α - und H-Teilchen bedingt. Die Meßergebnisse wurden mit älteren Szintillationsmessungen von E. Rona verglichen.

Einführung. Durch die in neuerer Zeit in größerem Umfange aufgenommenen Untersuchungen von künstlichen Kernumbauprozessen, bei denen die exakte Messung der Energie der einzelnen Kernbestandteile, insbesondere der Kernprotonen, von größter Wichtigkeit ist, erscheint es wünschenswert, das Bremsvermögen verschiedener Substanzen gegenüber schnellen Protonen zu bestimmen. Bei der Seltenheit dieser künstlichen Kernumbauprozesse ist eine Bestimmung der Energie der H-Strahlen nur durch Messung ihrer Absorbierbarkeit möglich, nicht aber, wie bei α -Strahlen, durch direkte v -Bestimmung mittels elektrischer und magnetischer Methoden. Zu den Messungen der Absorbierbarkeit von H-Strahlen wurde als Repräsentant eines Mediums mit geringem Atomgewicht der Glimmer, für höheres Atomgewicht Zinn und Gold verwandt.

Meßanordnung. Die Grundlage der Meßanordnung bildet das Hoffmannsche Duantelektrometer in der von G. Hoffmann und H. Pose angegebenen Anordnung¹⁾ zusammen mit einer für die Messung einzelner H-Strahlen geeignet dimensionierten Ionisationskammer.

Fig. 1 zeigt den evakuierbaren Aufsatz, der die H-Strahlkammer enthält. Bei F_1 befindet sich die Paraffinfolie, bei P das Poloniumpräparat, bei F_2 die Glimmerfolie für die Sekundärabsorption. Gegen die Ionisationskammer ist der Aufsatz durch eine Ni-Folie von $10\ \mu$ Dicke abgeschlossen. Der übrige Aufbau der Apparatur entspricht im wesentlichen den früheren Anwendungen. Unter der Annahme, daß für schnelle H-Teilchen die Geigersche Beziehung

$$v_{\alpha}^3 = a R_{\alpha}$$

¹⁾ G. Hoffmann u. H. Pose, ZS. f. Phys. **56**, 405, 1929.

erfüllt ist, errechnet sich mit dem aus der Theorie folgenden Werte

$$v_H = \frac{8}{5} v_\alpha \cos \Theta$$

die Reichweite der gestoßenen H-Teilchen zu

$$R_H = 4,1 \cdot R_\alpha \cdot \cos^3 \Theta,$$

wo Θ der Winkel zwischen der ursprünglichen Flugrichtung des stoßenden α -Teilchens und derjenigen des gestoßenen Kernes ist. Die Konstante

$a = A \frac{e^2}{m}$, worin A eine vom bremsenden Medium abhängige Konstante,

e die Ladung und m die Masse des Korpustularstrahles bedeutet, hat für α - und H-Strahlen denselben Wert. Um zu erreichen, daß bei gegebener α -Strahlreichweite das H-Strahlreichweitenintervall möglichst klein wird, muß daher der Winkel Θ möglichst klein sein.

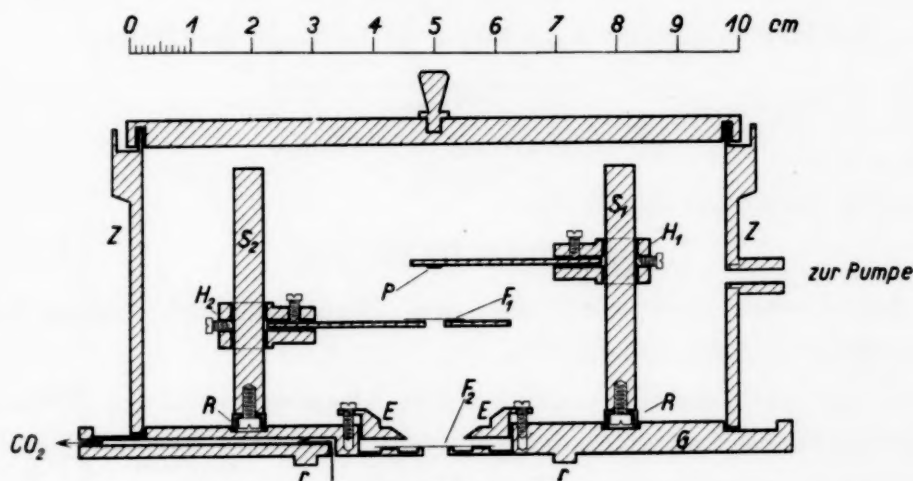


Fig. 1.

Aus einer unendlich dünnen H-Strahlquelle würde also für zentralen Stoß ($\Theta = 0$) von Po- α -Strahlen ($R_\alpha = 3,72$ cm in Luft von Normalzustand) eine H-Strahlung mit scharf definierter Reichweite von 15,25 cm ausgelöst werden. Um nun ein möglichst breites Intervall der H-Strahlreichweiten zu überstreichen, wurde bei weitgehend engem Winkelbereich eine Paraffinfolie von 1,82 cm Luftäquivalent Dicke gewählt. Die Reichweiteverteilung der H-Teilchen geht dann so vor sich: Die energiereichsten H-Teilchen werden durch elastischen Stoß der energiereichsten α -Teilchen, die ohne Zwischenschaltung von Primärabsorption mit streng definierter Reichweite auf die Paraffinfolie treffen, in der obersten, dem α -Präparat zugekehrten Schicht der H-Strahlquelle ausgelöst. In demselben Maße, in dem die α -Teilchen tiefer in die Paraffinschicht eindringen, verringert sich ihre Energie und damit auch die Energie der in diesen Tiefen der

Paraffinschicht erzeugten H-Teilchen. Man erhält also einen Integralfekt, der von α -Teilchen der Maximalreichweite bis zu der durch die Dicke der Paraffinfolie gegebenen Minimalreichweite ausgelöst wird. Bei Verwendung einer Paraffinfolie, die so dick ist, daß die auftreffenden α -Teilchen in ihr vollständig abgebremst werden, erstreckt sich das H-Strahlreichweitespektrum der durch elastischen α -Teilchenstoß erzeugten H-Teilchen von 0 cm Reichweite bis zu der durch die α -Reichweite gegebenen maximalen Reichweite.

Für die Berechnung der Absorptionswerte ist diese Variation der Reichweite, die dadurch bedingt ist, daß die H-Teilchen in verschiedenen Tiefen der Paraffinschicht ausgelöst werden, entsprechend in Rechnung zu setzen. Bezeichnen $R(H)_{\max}$ und $R(H)_{\min}$ die Reichweiten der H-Teilchen aus der obersten und der untersten Schicht der Paraffinfolie, A die Gesamtabsorption und d die Dicke der H-Strahlquelle, dann ist für die in der Tiefe z der H-Strahlquelle ausgelösten H-Teilchen der Betrag

$$z = \frac{d[R(H)_{\max} - A]}{R(H)_{\max} - R(H)_{\min}}$$

oder unter Einsetzen der Werte

$$z = 0,244 (15,25 - A)$$

von der Gesamtabsorption, die aus Paraffinschicht + zugeschalteter Glimmerfolie besteht, abzuziehen.

Der Vergleich der mit verschiedenen Absorbersubstanzen gewonnenen Absorptionskurven gestattet dann Schlüsse über den Verlauf des Bremsvermögens bei verschiedenen H-Strahlreichweiten.

Meßergebnisse. Die Ergebnisse der Absorptionsmessungen an natürlichen H-Teilchen, die aus einer Paraffinfolie von 1,82 cm Luftäquivalent ausgelöst wurden, sind in Fig. 2 graphisch dargestellt. Hierbei ist für eine bestimmte Zusatzabsorption die stündliche H-Teilchenzahl, die aus der durch Registrierdauer und Gesamtteilchenzahl gegebenen stündlichen Gesamtteilchenzahl nach Abzug des stündlichen Verseuchungseffektes unter Berücksichtigung des zeitlichen Zerfalls des α -Strahlers gewonnen wird, in Abhängigkeit von der Flächendichte der von den H-Teilchen zu durchsetzenden Absorberschicht aufgetragen. Da die Verlängerung der mit Glimmer als Sekundärabsorption aufgenommenen Absorptionskurve der natürlichen H-Strahlen zu der von der Theorie verlangten maximalen H-Strahlreichweite führt, ist somit die Gleichheit der Luftäquivalente des Glimmers für H-Strahlen wie für α -Strahlen erwiesen und ferner auf Grund des Luftäquivalents des Glimmers gegenüber α -Strahlen,

wonach 1 μ Glimmer einer Luftschichtdicke von 1,82 mm bei 0° C und 760 mm Hg entspricht, der Zusammenhang zwischen der durchsetzten absoluten Absorberschichtdicke und der äquivalenten Luftstrecke unter Normalbedingungen gegeben. Diesen Zusammenhang stellt Fig. 3 dar.

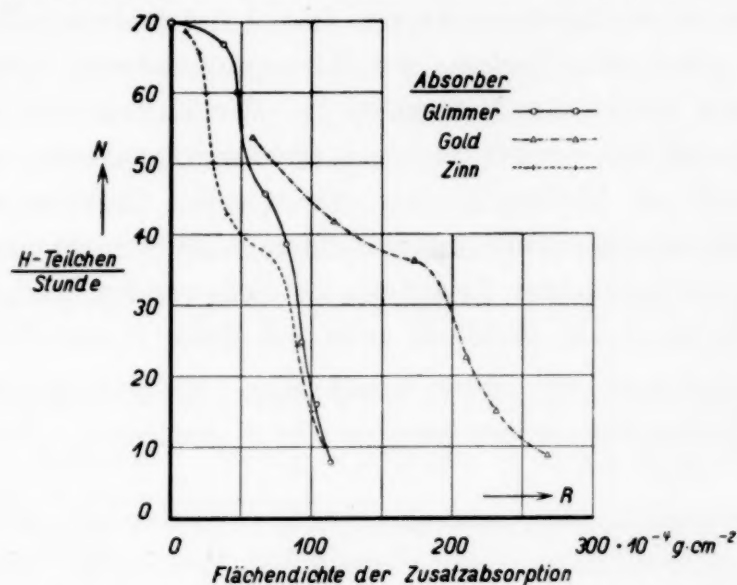


Fig. 2.

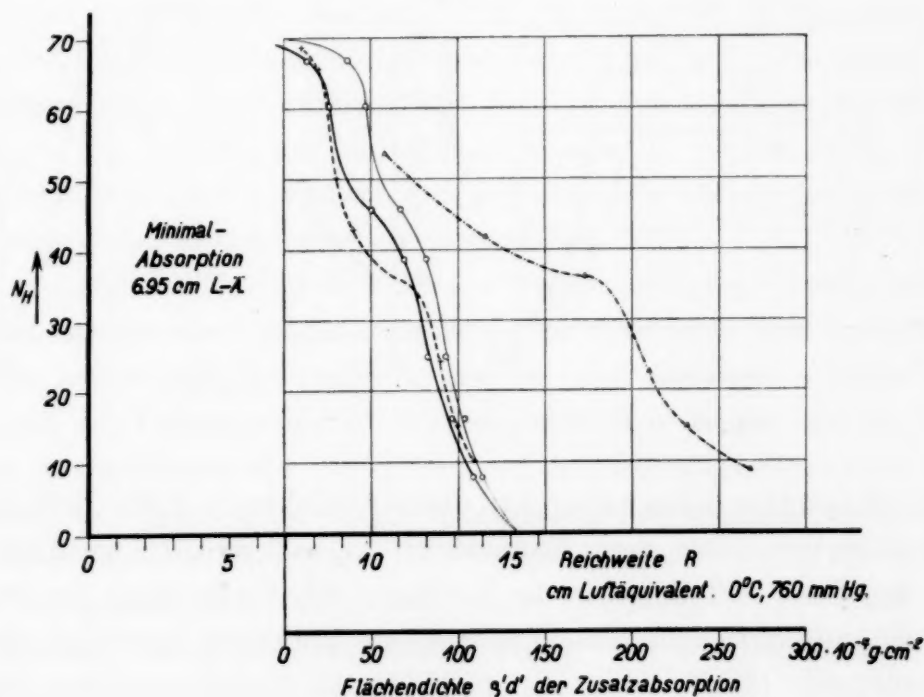


Fig. 3.

Wie aus den Figuren ersichtlich ist, fallen die derart erhaltenen Absorptionskurven nicht monoton ab, sondern weisen Gruppenstruktur auf. Diese Gruppenstruktur ist außerordentlich auffallend; es soll daher ihre experimentelle Sicherheit zunächst eingehend diskutiert werden. Die Aus-

bildung der einzelnen Gruppen ist im wesentlichen durch den Stoßmechanismus zwischen α - und H-Teilchen bedingt. Das äußert sich darin, daß die drei verschiedenen, als Sekundärabsorption benutzten Absorber Glimmer, Zinn und Gold sich analog verhalten, denn die hiermit aufgenommenen Absorptionskurven haben qualitativ dasselbe Aussehen. Die Kontrollmessungen über den Verlauf der Absorptionskurven natürlicher, mit Po- α -Strahlen ausgelöster H-Strahlen bei Verwendung von Glimmer als Sekundärabsorption wurden in einer anderen Apparatur, mit anderem Präparat und mit H-Strahlquellen verschiedener Dicke angestellt. Als H-Strahlquelle diente einmal eine ganz dünne Vaselinschicht von schätzungsweise 2 mm Luftäquivalent, die auf eine Goldfolie von 3 μ Stärke aufgetragen war, zum anderen eine praktisch unendlich dicke Paraffinfolie.

Die Ergebnisse der unter verschärften Winkelbedingungen durchgeführten Kontrollmessungen sind in Fig. 4 gezeichnet. Die α -Teilchen

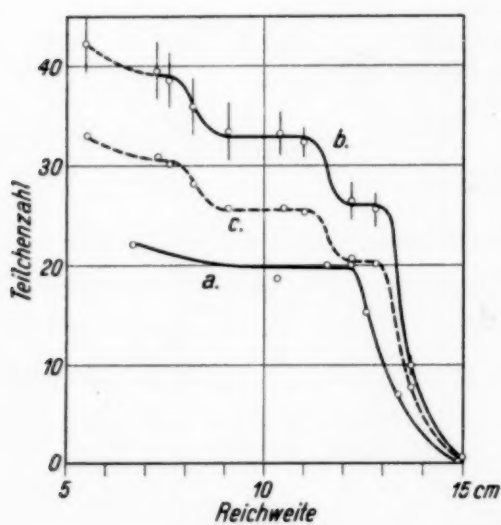


Fig. 4.

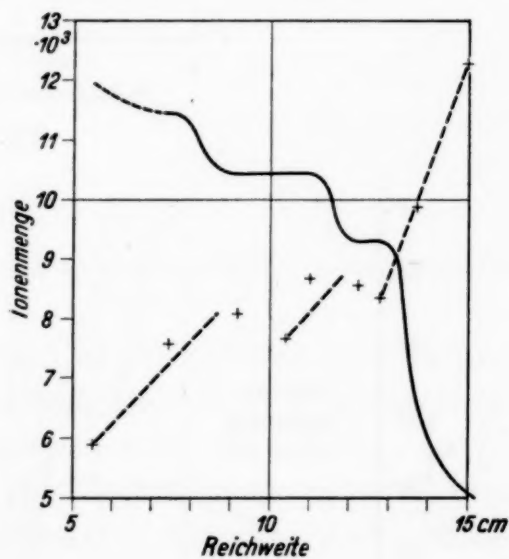


Fig. 5.

des Po-Präparates fallen unter dem Raumwinkel $\omega_1 = 1,88 \cdot 10^{-2}$ auf die H-Strahlquelle; unter dem Raumwinkel $\omega_2 = 1,26 \cdot 10^{-2}$ gelangen die hier ausgelösten H-Teilchen in die Kammer. Bei Verwendung der auf eine Goldfolie aufgetragenen Vaselinschicht als praktisch unendlich dünner H-Strahlquelle (Kurve *a* in Fig. 4) bleibt die Teilchenzahl bis 12,5 cm Reichweite nahezu konstant und fällt dann innerhalb der Restreichweite von 2,75 cm auf Null ab.

Zur Aufnahme der Absorptionskurve natürlicher H-Teilchen aus der praktisch unendlich dicken Paraffinfolie wurde bei gleichem ω_1 der Raumwinkel ω_2 auf $\omega_2^* = 0,99 \cdot 10^{-2}$ ausgeblendet. Die so erhaltene Kurve *c*

in Fig. 4 und somit auch die auf den Raumwinkel ω_2 umgerechnete Kurve b in Fig. 4 zeigen einen ganz anderen Verlauf. *Die bei Verwendung von Glimmer als Sekundärabsorption aufgenommene Absorptionskurve der durch den Stoß von Po- α -Strahlen aus einer praktisch unendlich dicken Paraffinfolie ausgelösten H-Teilchen weist ausgesprochene Gruppenstruktur auf.*

Es wäre zu erwarten gewesen, daß die Kurven a und b in bezug auf die Ausbeuten der weitesten Gruppe übereinstimmen. Daß das nicht der Fall ist, läßt sich leicht durch die unsichere Dicke und Kontinuität der Vaselinschicht erklären.

Es treten drei verschiedene H-Strahlgruppen mit den Reichweiten

$$R(H)_1 = 9,4 \text{ cm}, \quad R(H)_2 = 12,5 \text{ cm}, \quad R(H)_3 = 15,25 \text{ cm}$$

auf.

Diesen drei Reichweiten entsprechen die folgenden α -Strahlreichweiten

$$R(\alpha)_1 = 2,29 \text{ cm}, \quad R(\alpha)_2 = 3,05 \text{ cm}, \quad R(\alpha)_3 = 3,72 \text{ cm}.$$

Die in der angegebenen Weise aufgenommenen Absorptionskurven der natürlichen H-Teilchen bei Verwendung von Absorbern aus verschiedenen Materialien sind jedoch keine reinen Absorptionskurven für das betreffende absorbierende Medium, denn es haben die in verschiedenen Tiefen der Paraffinfolie ausgelösten H-Teilchen schon in der Paraffinschicht verschieden lange Wege zurückgelegt, doch ist die Änderung des Bremsvermögens im Paraffin mit der H-Strahlreichweite vermutlich so klein, daß es keine Rolle spielt. Man erkennt, daß sich mit schärferer geometrischer Ausblendung die Gruppenstruktur verdeutlicht.

In Analogie zu den von K. Diebner¹⁾ durchgeführten Untersuchungen über das Ionisationsvermögen künstlicher H-Strahlen sei das Ionisationsvermögen natürlicher H-Strahlen betrachtet. Der Anstieg des Ionisationsvermögens am Ende der Reichweite der natürlichen H-Teilchen ist schon aus den Ausmessungen der Stoßgrößen auf den Registrierblättern deutlich zu erkennen. Man sieht in Fig. 5 den Anstieg des Ionisationsvermögens am Ende der Reichweitengruppen. Dieser Anstieg ist gleichzeitig eine Stütze für die Gruppenstruktur der natürlichen H-Strahlung.

Nachdem durch die Kontrollmessungen die Gruppenstruktur der natürlichen H-Strahlung als sichergestellt betrachtet werden kann, werden die Ergebnisse der ersten Meßreihe diskutiert und der Einfluß der verschiedenen, in den Strahlengang der natürlichen H-Teilchen eingeschalteten Absorber wird untersucht.

¹⁾ K. Diebner, ZS. f. Phys. **77**, 581, 1932.

• *Bestimmung des Luftäquivalents und des Bremsvermögens verschiedener Absorber gegenüber natürlichen H-Teilchen.* Das auf das Atom bezogene Bremsvermögen,

$$s_z = \frac{\frac{\rho_0 d_0}{A_0}}{\frac{\rho_z d_z}{A_z}},$$

das Verhältnis der Atomzahlen in der Flächeneinheit äquivalenter Schichten von Luft (die auf Luft bezogenen Werte sind durch den Index 0 gekennzeichnet) und einem absorbierenden Medium z , gibt die Zahl der Luftatome an, die ein Atom des Mediums z in bezug auf Absorption ersetzen. Zur Bestimmung des Bremsvermögens s_z eines Absorbers z gegenüber natürlichen H-Strahlen verfährt man folgendermaßen: Man ermittelt den Schnittpunkt der Absorptionskurven mit der Abszisse und damit die zugehörige Flächendichte des Materials. Auf diese Weise ergibt sich das Bremsvermögen für die H-Strahlen der Maximalreichweite.

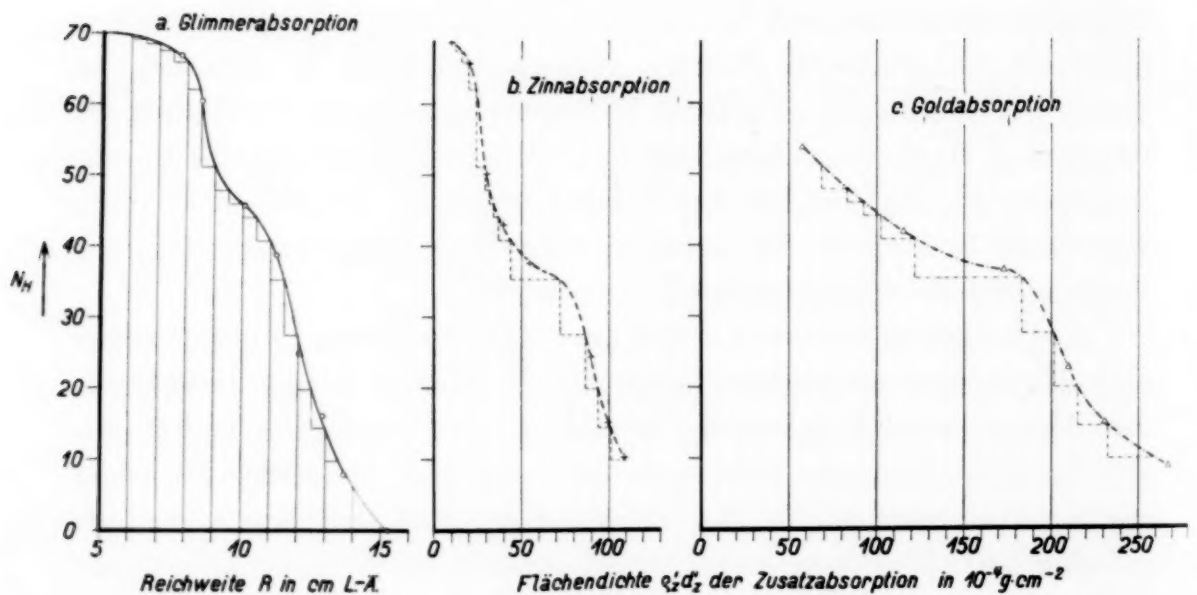


Fig. 6.

Da aus Gründen der Verwaschung der Reichweite die Schnittpunkte mit der Abszisse nur ungenau zu ermitteln sind, wählt man zweckmäßiger die Werte der Flächendichte des Absorbers, die die Zahl der H-Teilchen auf einen bestimmten Prozentsatz herabsetzen. In etwas modifizierter Form wird dasselbe Verfahren auch hier angewendet. Es wird die unter Verwendung von Glimmer als Zusatzabsorption aufgenommene, reduzierte Absorptionskurve der natürlichen H-Strahlen durch äquidistante Ordinaten

in Streifen der Breite $d_0 = 0,5$ cm Luft zerlegt (Fig. 6). Sind $N_H^{(n)}$ und $N_H^{(n+1)}$ die Ordinaten, die das der mittleren H-Strahlreichweite \bar{R} zugeordnete n -te Intervall der Streifenbreite d_0 begrenzen, dann gehört zu \bar{R} ein bestimmter Wert

$$a_n = N_H^{(n)} - N_H^{(n+1)}.$$

Zur Bestimmung des Bremsvermögens für einen Absorber z wird aus der mit diesem aufgenommenen Absorptionskurve derjenige Wert der Flächendichte ermittelt, der zu einem bestimmten a_n -Wert gehört, der der mit Glimmer als Sekundärabsorption gewonnenen Kurve zu entnehmen ist. Aus dem Wert der Flächendichte ergibt sich die zu d_0 äquivalente Absorberschichtdicke. Daraus läßt sich also das Bremsvermögen berechnen. Wählt man bei der Auswertung eine enge Streifenbreite von 0,5 cm Luft-äquivalent, so erhält man für den Verlauf des Bremsvermögens Kurven, die für gewisse H-Strahlreichweiten Extrema aufweisen. Die Anforderungen, die bei diesem Meßverfahren an die Ermittlungen der H-Teilchenzahlen gestellt werden, sind aber so groß, daß die Ergebnisse sehr unsicher werden, so daß auf ihre Wiedergabe verzichtet sei. Die Gruppenstruktur der Absorptionskurve gestattet aber ein einfacheres Verfahren dadurch, daß wir die Absorberdicken am Ende und an den Wendepunkten jeder dieser Gruppen vergleichen. Auf diese Weise erhält man für die Bremsvermögen die Werte der Tabelle 1.

$R(H)_{\max}$ cm	s für Gold	s für Zinn
8,5	—	5,0
10,5	3,3	5,2
12	4,2	5,4
15	4,5	5,8

Man erkennt, daß, ähnlich wie bei α -Strahlen, auch hier das Bremsvermögen mit wachsender Reichweite zunimmt.

Eingehende Messungen über das Bremsvermögen in Luft, Glimmer und Gold gegenüber H-Strahlen stellte E. Rona¹⁾ an. Ihre Ergebnisse sind in Fig. 7 reproduziert. Man erkennt auch hier schwache Andeutungen von Protonengruppen. Versucht man das Bremsvermögen aus diesen Messungen in ähnlicher Weise zu ermitteln wie hier (durch Zerlegen in Streifen gleicher Teilchenzahländerung), so ergibt sich ebenfalls ein Verlauf

¹⁾ E. Rona, Mitt. a. d. Radium-Institut Nr. 184; Wien. Ber. **135**, 1926.

mit mehreren Extrema, doch streuen die Meßpunkte sehr erheblich. Für das Bremsvermögen von Gold gegenüber den schnellsten H-Strahlen ergibt sich der Wert 4,2, der mit unserem von 4,5 einigermaßen übereinstimmt.

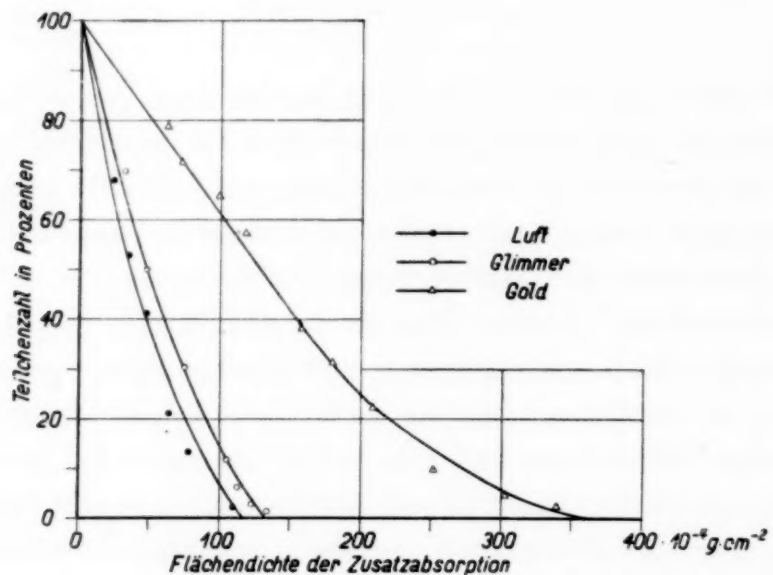


Fig. 7.

Zusammenfassend läßt sich somit sagen, daß bei der Auslösung von H-Teilchen durch α -Teilchenstoß aus Paraffin eine Gruppenstruktur der Absorptionskurve für die Protonen auftritt. Die Ermittlung des Bremsvermögens schwerer Elemente gegenüber H-Strahlen ergab, daß, ähnlich wie bei α -Strahlen, auch hier ein Anstieg der s -Werte mit wachsender Reichweite erfolgt.

Herrn Privatdozent Dr. H. Pose spreche ich meinen Dank aus für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine stete Teilnahme an ihrem Fortgang, Herrn Prof. G. Hoffmann danke ich für die ausgiebige Bereitstellung aller Mittel des Instituts und für sein warmes Interesse, Herrn Prof. Krüger-Greifswald danke ich herzlichst für die liebenswürdige Überlassung eines Hoffmannschen Duantelektrometers. Der Notgemeinschaft und der Helmholtz-Gesellschaft sei auch an dieser Stelle für Unterstützung und Apparate gedankt.

Streuung von α -Teilchen an H-Kernen.

Von H. Pose und K. Diebner in Halle.

Mit 3 Abbildungen. (Eingegangen am 5. Juli 1934.)

Es wird die Streuung von α -Teilchen an H-Kernen untersucht. Die Absorptionskurven der Protonen zeigen eine verwaschene Gruppenstruktur, die im Zusammenhang mit den quantenmechanischen Rechnungen über die Streuung von α -Teilchen an leichten Kernen diskutiert wird.

Bei Messungen, die E. Frank¹⁾ über das Bremsvermögen verschiedener Elemente gegenüber H-Strahlen anstellte, ergab sich, daß die Absorptionskurve der aus einer Paraffinfolie von Po- α -Strahlen ausgelösten H-Strahlen keinen monoton abfallenden Verlauf hat, sondern, daß eine Art Gruppenstruktur auftritt. Da die Messungen Franks ein anderes Ziel hatten, untersuchten die Verfasser Absorptionskurven natürlicher H-Teilchen etwas eingehender. Insbesondere wurde die Schärfe der Ausblendung des Primär- und Sekundärstrahlbündels soweit getrieben, wie es die Stärke des zur Verfügung stehenden Po-Präparats gestattete.

Die Anordnung von Präparat, Paraffinschicht, Ionisationskammer und Duantenelektrometer war ähnlich, wie sie bei der Messung von Kernprotonen schon häufiger verwandt und beschrieben ist. Die α -Strahlen trafen unter einem Öffnungswinkel von $\pm 5^\circ$ auf den Paraffindünnschnitt von etwa 40 μ Dicke. Der Öffnungswinkel, innerhalb dessen die H-Strahlen von der Paraffinfolie in die Kammer gelangten, betrug ebenfalls $\pm 5^\circ$. Die Dicke der Paraffinfolie ist so groß, daß die α -Teilchen des Po in ihr vollständig abgebremst werden. Der resultierende H-Strahleffekt rührt demnach von α -Teilchen innerhalb des Reichweitenintervalls von 3,72 bis 0 cm her. Die H-Teilchen kürzester Reichweite sind hierbei nicht beobachtbar, sondern laufen sich bereits in der Verschußfolie der Ionisationskammer tot. Die minimale beobachtbare H-Strahlreichweite betrug etwa 4 cm Luftäquivalent (0° , 760 mm).

Fig. 1 zeigt die mit vier α -Strahlreichweiten, 3,72, 3,22, 3,02 und 2,52 cm gemessenen Absorptionskurven. Man erkennt, daß die Kurven gegen höhere H-Strahlreichweiten nicht monoton abfallen, sondern, daß abgesehen von dem Anstieg bei ganz kleinen Reichweiten, zwei verwaschene Gruppen auftreten. Durch besondere Messungen stellte Frank die Realität dieser Gruppen sicher. Es sei dazu noch erwähnt, daß die Kurven der Fig. 1

¹⁾ Vgl. vorstehende Arbeit.

mit einem anderen Präparat und einer anderen Paraffinfolie aufgenommen wurden, als sie Frank verwendete. Die Realität der Gruppenstruktur erscheint damit weitgehend gesichert. Die Sicherheit der Lage der einzelnen Meßpunkte wurde durch Messung großer Teilchenzahlen, etwa 200 bis 300 für jeden Meßpunkt, innerhalb eines Fehlers von etwa 7% gewährleistet. Mit abnehmender Primärenergie nimmt die weiterreichende Gruppe an Teilchenzahl und Reichweite ab.

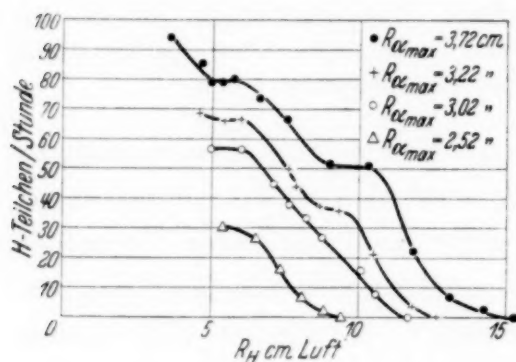


Fig. 1.

Die Reichweitenänderung ist proportional der Änderung der α -Strahlreichweite, wie das ja nach den Stoßgesetzen zu erwarten ist.

Es ist nun bei solchen Streuungsmessungen üblich, die Intensität der Streustrahlung ins Verhältnis zu der von Rutherford theoretisch errechneten Streuung zu setzen. Für

unseren Fall bedarf es dabei einiger Umrechnungen, weil wir nicht die Zahl und Geschwindigkeit der gestreuten α -Teilchen, sondern Zahl und Reichweite der gestoßenen Protonen messen.

Nach Rutherford¹⁾ und Darwin²⁾ folgt für die Zahl der von Q α -Teilchen in den Raumwinkel ω gestoßenen H-Teilchen:

$$N_H = Q n t \omega \frac{4 e^4}{v_\alpha^4} \left(\frac{m_\alpha + m_H}{m_\alpha \cdot m_H} \right)^2 \frac{1}{\cos^3 \Theta}, \quad (1)$$

wo t die Schichtdicke, n die Zahl der H-Atome pro Volumeneinheit, m_α , v_α und $2e$ Masse, Geschwindigkeit und Ladung des α -Teilchens, und m_H Masse des Protons und Θ den Winkel zwischen α - und H-Strahl bedeuten. Die Schichtdicke t ist so gering vorausgesetzt, daß eine wesentliche Änderung der α -Strahlgeschwindigkeit nicht erfolgt. Wählen wir t z. B. zu 1 cm Weglänge in Wasserstoffgas im Normalzustand, so ist wegen des geringen Bremsvermögens des Wasserstoffes gegenüber α -Teilchen die Geschwindigkeitsänderung zu vernachlässigen.

Da wir die Protonen nicht aus Wasserstoffgas, sondern aus Paraffin auslösen, ist im Sinne der Gleichung (1) die Dicke t der Paraffinschicht 1 cm Wasserstoffgas äquivalent, die dieselbe Zahl von H-Atomen enthält. Die Zusammensetzung des Paraffins entspricht ungefähr der Summenformel $C_{29}H_{56}$, seine Dichte ist etwa 0,90. Hieraus folgt, daß in bezug

¹⁾ E. Rutherford, Phil. Mag. (6) 37, 537, 1919. — ²⁾ C. Darwin, Phil. Mag. (6) 25, 10, 1914.

auf die Zahl der Protonen eine Paraffinschicht von $6,7 \mu$ Dicke 1 cm Wasserstoffgas äquivalent ist.

Die Bremswirkung gegenüber α -Teilchen beträgt bei einer $6,7 \mu$ dicken Paraffinschicht 7,4 mm Luft. Während ein α -Teilchen eine Paraffinschicht von 1 cm Wasserstoffäquivalent im obigen Sinne durchläuft, verliert es 7,4 mm seiner Reichweite. Der Zusammenhang zwischen α -Strahlgeschwindigkeit, H-Strahlgeschwindigkeit und H-Strahlreichweite ist gegeben durch:

$$v_H = \frac{8}{5} v_\alpha \cos \Theta \quad (2)$$

und

$$R_H = c \left(\frac{8}{5}\right)^3 v_\alpha^3 \cos^3 \Theta. \quad (3)$$

Auf Grund dieser Gleichungen lassen sich nun die H-Strahlreichweiten unserer Meßkurven auf α -Strahlgeschwindigkeiten umrechnen, und damit der Vergleich mit Gleichung (1) durchführen.

Aus den Versuchsbedingungen ergibt sich für $Q = 6 \cdot 10^7$ α -Teilchen pro Stunde und $\omega = 2,5 \cdot 10^{-3}$. Es folgt somit für

$$N_H = 0,96 \frac{10^{36}}{v_\alpha^4}.$$

In Tabelle 1 sind die für verschiedene α -Strahlgeschwindigkeiten erhaltenen theoretischen und experimentellen Werte eingetragen. Man erkennt, daß die gemessene Ausbeute durchweg wesentlich höher liegt als die theoretische.

Tabelle 1.

Berechnete und gemessene H-Strahlausbeuten.

1	2	3	4	5	6
Reichweitenintervall der H-Strahlen cm	N_H/Q berechnet	N_H/Q gemessen	N_H/Q nach Beck (Gl. 5)	N_H/Q Chadwick und Bieler $\Theta \sim 0^\circ - 18^\circ$	N_H/Q Schmidt und Stetter $\Theta = 0^\circ - 18^\circ$
15,3 bis 12,3	$1,1 \cdot 10^{-6}$	$100 \cdot 10^{-6}$	$55,2 \cdot 10^{-6}$	$182 \cdot 10^{-6}$	$523 \cdot 10^{-6}$
12,3 bis 9,2	$1,7 \cdot 10^{-6}$	$241 \cdot 10^{-6}$	$68,2 \cdot 10^{-6}$		
9,2 bis 6,2	$2,7 \cdot 10^{-6}$	$181 \cdot 10^{-6}$	$85,3 \cdot 10^{-6}$		
6,2 bis 3,2	$6,4 \cdot 10^{-6}$	$121 \cdot 10^{-6}$	$126 \cdot 10^{-6}$		

Die Abweichungen der theoretischen Werte von den experimentellen ist nun sehr wohl bekannt¹⁾, und nach der heutigen Kenntnis von dem Kraftgesetz in Kernnähe nicht weiter verwunderlich, da ja Rutherfords

¹⁾ J. Chadwick u. E. S. Bieler, Phil. Mag. **42**, 923, 1921; E. A. W. Schmidt u. G. Stetter, ZS. f. Phys. **55**, 467, 1929; C. Pawlowski, Ann. de phys. (10) **16**, 150, 1931.

Überlegungen die alleinige Gültigkeit des Coulombschen Gesetzes zugrunde gelegt war.

Ein Vergleich der H-Teilchenzahlen mit denen anderer Autoren zeigt leidliche Übereinstimmung. So finden Chadwick und Bieler $182 \cdot 10^{-6}$ α -Teilchen, während der Wert von Schmidt und Stetter mit $523 \cdot 10^{-6}$ α -Teilchen wesentlich höher liegt. Es ist allerdings zu bemerken, daß die angegebenen Vergleichszahlen nicht mehr als eine größenordnungsmäßige Übereinstimmung erwarten lassen, weil die Winkelbereiche, innerhalb derer die H-Teilchen beobachtet wurden, wesentlich größer sind als bei den vorliegenden Messungen. Die größten Abweichungen von der Rutherfordschen Streuung sind beim zentralen Stoß zu erwarten, da sich hierbei die Kerne am nächsten kommen. Je enger der Winkelbereich für die unter $\Theta = 0^\circ$ ausgesandten H-Teilchen gewählt wird, um so deutlicher müssen die Abweichungen vom Rutherfordschen Streugesetz werden.

Zu ganz andersartigen Ergebnissen gelangen die quantenmechanischen Rechnungen. Den Stoß von α -Teilchen mit Wasserstoff- und Heliumkernen betrachtete H. M. Taylor¹⁾ eingehend. Allgemeine Gesetze über die Wechselwirkungen von α -Teilchen mit Atomkern stellte G. Beck²⁾ auf, dessen Ergebnissen wir hier folgen. Beck schematisiert den Kern durch eine rechteckige, kugelsymmetrische Potentialmulde vom Radius R und der Tiefe U , und untersucht nun die Lösungen der Wellengleichung für ein α -Teilchen innerhalb und außerhalb der Mulde. Das Teilchen bewegt sich dann außerhalb der Kernmulde, $r > R$, mit der kinetischen Energie E und der Wellenzahl $k_1 = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2mE}$, innerhalb der Mulde, $r < R$, mit der kinetischen Energie $E + U$ und der Wellenzahl $k_2 = \frac{2\pi}{h} \sqrt{2m(E + U)}$.

Für die s -Streuung (Drehimpuls $l = 0$) einer ebenen Welle an der Potentialmulde ergibt sich für den Betrag des Streukoeffizienten C_0

$$|C_0|^2 = \frac{\left(\sin k_2 R \cos k_1 R - \frac{k_2}{k_1} \sin k_1 R \cos k_2 R \right)^2}{\sin^2 k_2 R + \left(\frac{k_2}{k_1} \right)^2 \cos^2 k_2 R}. \quad (4)$$

Aus Gleichung (4) folgt, daß die s -Streuung periodisch mit der Energie des einfallenden Teilchens variiert.

¹⁾ H. M. Taylor, Proc. Roy. Soc. London (A) **136**, 605, 1932. —

²⁾ G. Beck, ZS. f. Phys. **62**, 331, 1930; Handb. d. Radiol. **6**, 363ff. Leipzig 1933.

Für die Intensität der Streuwelle im Verhältnis zu der aus Rutherfords Theorie folgenden Streuintensität findet Beck:

$$\begin{aligned} \Sigma = & 1 + 4 (k' b')^2 \sin^4 \frac{\vartheta}{2} (2l + 1)^2 |D_l|^2 \cdot P_l^2(\cos \vartheta) \\ & + 4 (k' b') \sin^2 \frac{\vartheta}{2} (2l + 1) |D_l| \cdot P_l(\cos \vartheta) \\ & \cdot \sin \left(2\sigma_0 - \sigma_l + \delta_l - \frac{1}{k' b'} \ln \sin^2 \frac{\vartheta}{2} \right), \end{aligned} \quad (5)$$

wobei $k' b' = \frac{h v}{2 \pi z Z l^2}$, ϑ den Streuwinkel, P_l einen Koeffizienten von der Größenordnung 1 und σ , σ_l und δ_l Phasenparameter, die von der Gestalt des Kraftfeldes abhängen, bedeuten. Für den vorliegenden Fall der Streuung von α -Teilchen an H-Kernen wird $z = 1$ und $Z = 2$; betrachten wir nur die s -Streuung, so werden die Polynome $P_l = 1$. Der Streuwinkel des α -Teilchens, ϑ , wird, da für die Rechnung ein Koordinatensystem, dessen Ursprung im Schwerpunkt ruht, gewählt ist, 180° . In Tabelle 1, Spalte 4 sind die nach Gleichung (5) für unseren Fall errechneten H-Strahl- ausbeuten eingetragen. Man erkennt, daß bei großen H-Strahlreichweiten die berechneten Ausbeutewerte tiefer liegen als die gemessenen. Für die kürzesten Reichweiten stimmen die Werte befriedigend überein. Wie weiter unten noch ausgeführt wird, sind bei großen α -Strahlenergien außer der s -Streuung auch die p -Streuung und eventuell noch höhere Streuglieder zu berücksichtigen.

Die Änderung der Streuintensität mit der α -Strahlenenergie wird durch Gleichung (4) gegeben. Der Verlauf der $|C_0|^2$ -Kurve ist wesentlich bedingt durch die Größe des Kernradius und die Tiefe der Potentialmulde. Für $R = 4 \cdot 10^{-13}$ cm und $U = 10^{-5}$ erg ergibt sich für $|C_0|^2$ der in Fig. 2 gezeichnete Verlauf. Diese Streukurve zeigt ein ausgeprägtes Minimum bei einer α -Strahlgeschwindigkeit von etwa $1,25 \cdot 10^9$ cm/sec. Man sieht also, daß theoretisch das Zustandekommen von Reichweitengruppen beim α -H-Teilchenstoß sehr wohl erklärbar ist.

Die Anwendung der Beckschen Rechnungen auf den vorliegenden Fall stößt insofern auf Schwierigkeiten, als Gleichung (4) nur den Verlauf der S -Streuung liefert. Bei diesen α -Strahlenergien sind jedoch, wie die Streumessungen an leichten Elementen von W. Riezler¹⁾ dies sehr deutlich zeigen, sicher auch die Streuwellen höherer Ordnung beeinflusst, so daß der Verlauf der Kurve Fig. 2 nur qualitativ zur Erklärung der hier ge-

¹⁾ W. Riezler, Proc. Roy. Soc. London (A) **134**, 154, 1932.

fundenen Reichweitengruppen dienen kann, nicht aber zum quantitativen Vergleich mit den Meßergebnissen und damit zur Berechnung von Kernradius und Höhe des Potentialberges.

Rechnet man die Kurve Fig. 1 von H-Strahlreichweiten auf α -Strahlgeschwindigkeiten um und trägt als Ordinate die Änderung der H- (bzw. α -) Teilchenzahl pro $0,1 \cdot 10^9$ cm/sec Änderung der α -Strahlgeschwindigkeit

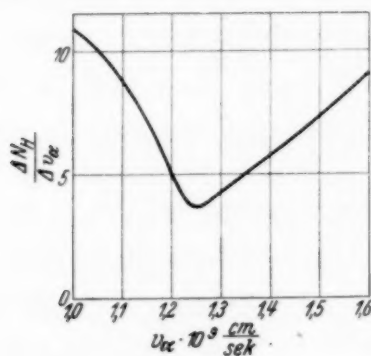


Fig. 2.

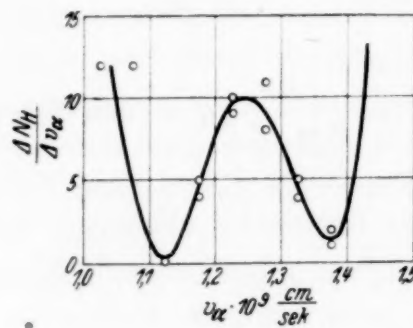


Fig. 3.

auf, so ergibt sich der in Fig. 3 dargestellte Verlauf. Die aus den verschiedenen Meßkurven entnommenen Kurvenpunkte fügen sich gut dem gesamten Kurvenbild ein. Die Meßpunkte an den Reichweitenenden (vgl. Fig. 1), die durch die von Inhomogenitäten der Absorptionsfolie bedingte Verwaschung besonders stark beeinflußt sind, wurden in Fig. 3 fortgelassen. Man erhält zwei Minima der Streuintensität bei $v_\alpha \sim 1,15$ und $v_\alpha \sim 1,35 \cdot 10^9$ cm/sec.

Herrn Prof. Dr. F. Krüger sei auch an dieser Stelle besonders dafür gedankt, daß er für die Messungen ein Vakuumduantenelektrometer zur Verfügung stellte. Der Notgemeinschaft der Deutschen Wissenschaft und der Helmholtz-Gesellschaft danken die Verfasser für die Bewilligung von Apparatemitteln.

Halle, Physikalisches Institut der Universität.

Die Absorption harter Röntgenstrahlen im Blei.

Von A. Alichanjan und M. Kosman in Leningrad.

Mit 9 Abbildungen. (Eingegangen am 8. März 1934.)

Es wurden Absorptionskoeffizienten im Wellenlängengebiet von 80 bis 24 X-E. durch Vergleich von Absorptionskurven in Blei und Wasser, mit Vorfilterung durch Blei bestimmt. Es wird gezeigt, daß der erhaltene Wert mit denen von Herrmann und Jaeger und Nahmias nicht vereinbar ist. Die Ursache der Diskrepanz liegt darin, daß diese Verfasser den von ihnen gefundenen Absorptionskoeffizienten der Grenzwellenlänge des kontinuierlichen Spektrums zuschreiben, die aber auch bei starker Filterung von der effektiven Wellenlänge bedeutend abweicht. Wenn man diese Korrektur bei der Analyse der von Herrmann und Jaeger und Nahmias gewonnenen Resultate berücksichtigt, so ergibt sich eine ziemlich *gute* Übereinstimmung mit unseren Daten.

1. Einleitung. Vorliegende Untersuchung wurde unternommen, um den Absorptionskoeffizienten harter Röntgenstrahlen in Blei im Gebiete von 25 bis 60 X-E. zu studieren. Die Bestimmung des Absorptionskoeffizienten in diesem Wellenlängengebiet führt zur Kenntnis des Verlaufes der wahren Absorption genügend weit entfernt von der *K*-Absorptionsgrenze des Bleies; außerdem ist die genaue Kenntnis des Absorptionskoeffizienten auch praktisch von Wichtigkeit, da die Absorptionsmethode in diesem Spektralgebiete eigentlich die einzige brauchbare Methode zur Wellenlängenbestimmung ist. Gerade aber dies Gebiet des Spektrums hat gegenwärtig an Bedeutung zugenommen.

Allen¹⁾, Richtmyer²⁾ und andere Forscher haben den Absorptionskoeffizienten in Blei für Röntgenstrahlen bis $\lambda = 80$ X-E. sorgfältig gemessen. Diese Messungen waren mit einzelnen Spektrallinien oder auch mit sehr engen Spektralbereichen durchgeführt.

Als Resultat dieser Messungen ergab sich für den wahren Absorptionskoeffizienten τ oberhalb der *K*-Grenze des Bleies die Beziehung $\tau = a\lambda^{2,92}$. In dem Wellenlängengebiet bis zu 80 X-E. ist τ von r nicht wesentlich verschieden.

Für γ -Strahlen, von 15 X-E. an und härter, wurde der Absorptionskoeffizient nach verschiedenen Methoden ermittelt. Die effektive Wellenlänge der Strahlen von Ra (B + C) (nach Durchgang durch ein Filter gegebener Dicke), wurde nach der von Skobelzyn angegebenen Methode

¹⁾ S. J. M. Allen, Phys. Rev. **24**, 1–8, 1924. — ²⁾ F. K. Richtmyer, Phys. Rev. **18**, 13, 1921.

der Beobachtung der Rückstoßelektronen ermittelt, oder auch aus Absorptionsversuchen in leichten Elementen mittels der Klein-Nishinaschen Formel berechnet. Der Absorptionskoeffizient in Blei wurde in der üblichen Weise bestimmt. Eine andere Methode zur Ermittlung des wahren Absorptionskoeffizienten wurde von Ellis und Aston angegeben; sie maßen die Geschwindigkeiten und die relative Zahl der Photoelektronen aus Blei für verschiedene Linien und verglichen, unter Berücksichtigung der Zerfallskonstante, die Werte von τ für verschiedene Wellenlängen.

Gray¹⁾ hat aus der Bearbeitung von γ -Strahl-Daten für den wahren Absorptionskoeffizienten der γ -Strahlen folgende empirische Formel angegeben:

$$\lg_{10} \tau = 3,6505 + 1,0 \lg_{10} \lambda + 0,480 (\lg_{10} \lambda)^2;$$

die Konstanten dieser Formel sind so gewählt worden, daß auch die von Allen für Röntgenstrahlen gewonnenen Werte hineinpassen. Wir haben also für das uns interessierende Gebiet diese Interpolationsformel von Gray. Wenn man zu den τ -Werten den nach der Klein-Nishinaschen Formel berechneten Streukoeffizienten hinzufügt, so kann man für Blei den Wert von $\mu = \tau + \sigma$ finden. Im erwähnten Spektralgebiet wurden direkte Messungen des Koeffizienten μ von Herrmann und Jaeger²⁾ und von Nahmias³⁾ ausgeführt, wobei diese Verfasser das kontinuierliche Röntgenspektrum benutzten. Die experimentell ermittelten Werte des Absorptionskoeffizienten wurden von ihnen auf die Grenzwellenlänge des Spektrums bezogen, was, wie unten ausführlich diskutiert wird, selbst bei starker Filterung zu unrichtigen Resultaten führt.

2. *Die Versuchsmethode.* Als Hochspannungsquelle (von 220 bis 600 kV) diente eine Stoßanlage nach Marx, die in einer früheren Arbeit⁴⁾ ausführlich beschrieben worden ist. Die dem Entladungsrohre zugeführte Spannung wurde mittels Funkenstrecken oder durch Änderung der Kondensatorenzahl reguliert. Die Röntgenstrahlen entstanden in einem Rohr mit kalter Kathode, das dauernd mit einer Diffusionspumpe hoher Leistung in Verbindung stand. Die Entgasung der Elektroden geschah durch Anlegen einzelner Impulse, die zunächst über eine zusätzliche Funkenstrecke, alsdann unmittelbar dem Rohre zugeführt wurden; dabei erzeugte die

¹⁾ L. H. Gray, Proc. Cambr. Phil. Soc. **27**, 103, 1931. — ²⁾ H. Herrmann u. R. Jaeger, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. **41**, 426, 1930; R. Jaeger, ZS. f. Phys. **69**, 565, 1931. — ³⁾ M. E. Nahmias, C. R. **194**, 1911, 1932. — ⁴⁾ M. Kosman u. A. Alichanjan, Naturwissensch. **21**, 250, 1933.

Primärspannung der Anlage (50 kV) keine Entladung im Rohr. Dadurch konnten stabile Arbeitsbedingungen erzielt werden, so daß die Intensität der Strahlung sowie die am Rohre liegende Spannung bei einzelnen Stößen genügend konstant blieben. Dies konnte durch die Aufladung des Elektro-

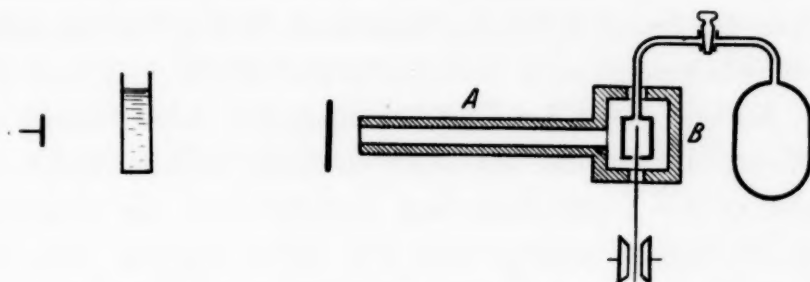


Fig. 1.

eters bei einem einzelnen Stoß sowie auch durch die Reproduzierbarkeit der Resultate bei mehrfacher Wiederholung der Messungen kontrolliert werden.

Die Ionisationskammer (Fig. 1), die einen Querschnitt von $5 \times 5 \text{ cm}^2$ hatte, wurde in einer Entfernung von 200 cm von der Antikathode aufgestellt. Die Divergenz des Strahlenbündels, das auf die Kammer fiel, betrug also nur 20° . Vor vagabundierender Streustrahlung wurde die Ionisationskammer durch starke Bleiwände *B* sowie durch den Bleizylinder *A* geschützt. Kontrollversuche ergaben, daß bei solcher Abschirmung die Streustrahlen weniger als 1% der kleinsten gemessenen Intensität ausmachten. Die Filter wurden unmittelbar vor den Zylinder *A* gesetzt. Außer dem Primärstrahl fielen in die Kammer auch Sekundärstrahlen, die in den Filtern entstanden. Da aber die Divergenz dieser Strahlen nur etwa 70° betrug, konnte diese Korrektur außer Betracht gelassen werden.

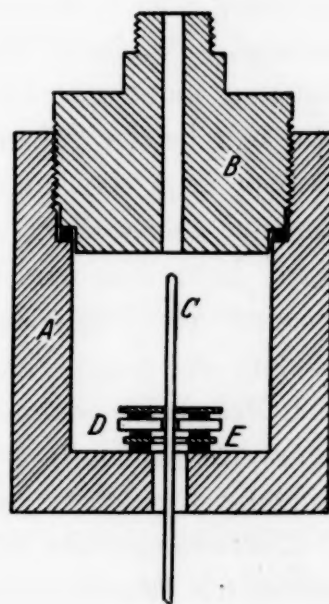


Fig. 2.

Die Ionisationskammer (Fig. 2) wurde als Druckluftkammer ausgestattet und bestand aus einem Stahlzylinder mit 1 cm starken Wänden, der mit einem luftdicht verschraubbaren Pfropfen ausgerüstet war. Die innere Elektrode *C* war mit Bernstein *D* isoliert eingeführt und von einem

Schutzring E umgeben; zwischen F und D bzw. D und E und E und dem Kammergehäuse wurden Dichtungsringe aus Gummi eingelegt. Dem Kammergehäuse wurde eine Spannung von 300 Volt aus Akkumulatoren zugeführt. Die Meßelektrode war mit einem Fadenelektrometer verbunden, das mit Bleiplatten vor Strahlung und auch elektrostatisch geschützt war. Der Druck in der Kammer bei den Messungen betrug bis 100 Atm. Unter solchen Versuchsbedingungen verbraucht der größte Teil von Rückstoßelektronen, die im Innern der Kammer entstehen, seine Energie restlos in der Gasfüllung. Da bei der untersuchten Strahlenhärte in den Kammerwänden und in der Luftfüllung fast ausschließlich der Compton-Effekt auftritt, so ist der Ionisationsstrom der vollen Energie aller Rückstoßelektronen proportional. Wie bekannt, folgt aus der Formel von Klein-Nishina, daß die gesamte Energie der Rückstoßelektronen σ_A , bezogen auf die Intensität der einfallenden Strahlung, in unserem Spektralbereich praktisch wellenlängen-unabhängig ist. Der Ionisationsstrom maß also direkt die Intensität der in die Kammer einfallenden Strahlung, unabhängig von deren Härte. Der Reststrom der Kammer blieb konstant und betrug nicht mehr als 5% des geringsten gemessenen Stromes. Die Intensität der Strahlen wurde durch Beobachtung der Aufladung des Elektrometers beim Durchgang einer bestimmten Zahl von Impulsen durch das Entladungsrohr gemessen. Da durch Filterung die Intensität der Strahlen bei unseren Versuchen manchmal bis auf ein Tausendstel heruntergedrückt war, so mußte man bei der Aufnahme von Absorptionskurven für verschiedene Teile derselben ungleiche Impulszahlen verwenden und dann den Ionisationsstrom auf gleiche Zahl von Impulsen reduzieren. Außerdem wurde bei einigen Meßreihen ein zweites Fadenelektrometer aufgestellt, um die Konstanz der Primärstrahlen während der Messung zu kontrollieren. Nachdem die gesamte Absorptionskurve aufgenommen war, wurden die ersten Meßpunkte nochmals geprüft; dabei betrugen die Abweichungen im Stromwerte nicht mehr 5%, so daß eine genügende Konstanz der Versuchsbedingungen gesichert erschien.

3. *Messungen und Ergebnisse.* Typische Kurven, die bei Filterung der Strahlen mit Wasser, Eisen und Blei erhalten wurden, sind in Fig. 3 und 4 gegeben; wie gewöhnlich sind auf der Ordinatenachse die dezimalen Logarithmen der Intensität, auf der Abszissenachse die Stärken der Filter in Zentimeter aufgetragen. Man ersieht aus der Fig. 3, daß die Absorptionskurven für Wasser und Eisen gerade Linien sind. Dies läßt sich so deuten, daß in diesen Stoffen fast ausschließlich der Compton-Effekt auftritt; der Schwächungskoeffizient infolge der Comptonschen Streuung weist aber

nur eine schwache Wellenlängenabhängigkeit auf. Demgegenüber kommt für Blei hauptsächlich die (wahre) photoelektrische Absorption zur Geltung; im langwelligen Gebiet unseres Spektrums ändert sich diese Absorption sehr rasch, so daß eine starke Abnahme der Intensität bei kleinen Dicken des Bleifilters stattfindet. Es ist einleuchtend, daß die effektive Wellenlänge, wenn sie einmal durch Schwächung in leichten Elementen, das andere Mal aber mit einem Bleifilter ermittelt wird, bei gleicher Schwächung der Primärintensität verschieden ausfallen wird. Die mit leichten Elementen ermittelte effektive Wellenlänge wird weicher sein als die mit Bleifilter

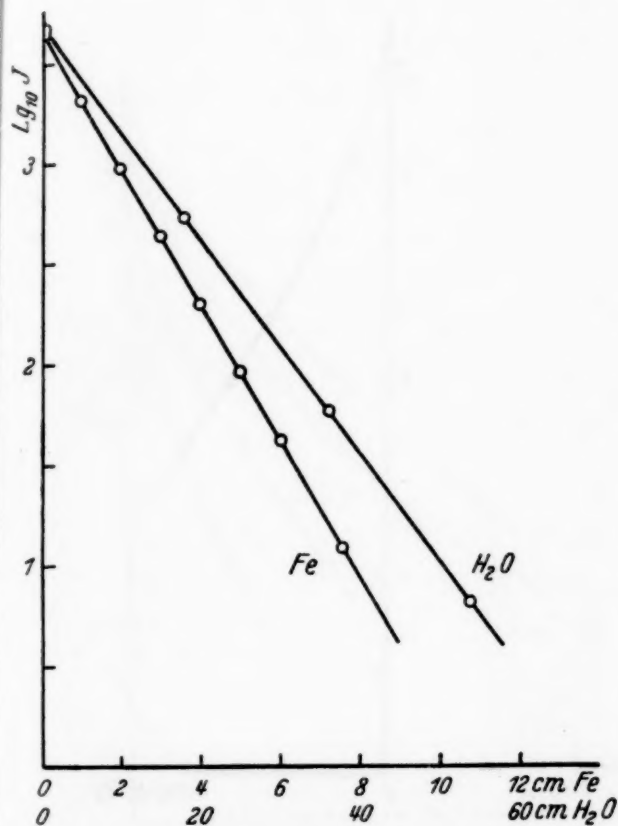


Fig. 3.

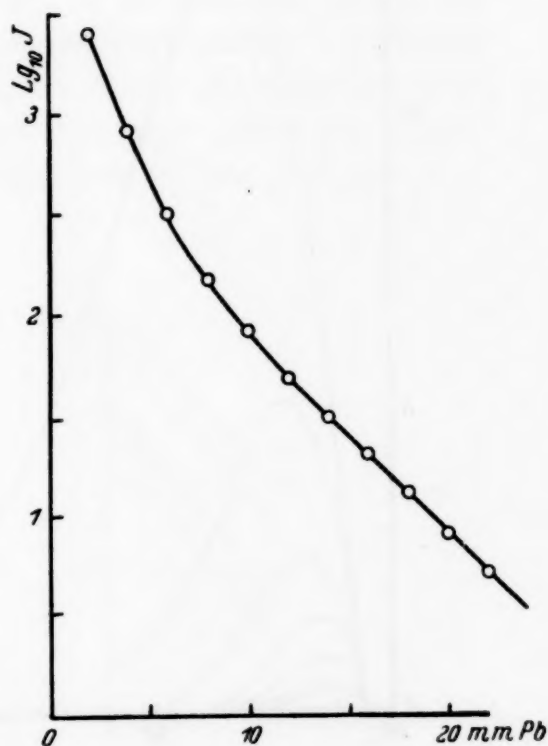


Fig. 4.

gewonnene. Aber selbst im Falle des Bleies wird der Wert der effektiven Wellenlänge keineswegs mit der Grenzwellenlänge zusammenfallen, die durch die Röhrenspannung bestimmt wird; denn wenn die Wellenlänge abnimmt, wird der Verlauf der Absorptionskoeffizienten immer flacher. In der Fig. 5 sind Intensitätsverteilungskurven im kontinuierlichen Röntgenspektrum gegeben, die unter der Annahme gewonnen sind, daß die Intensitätsverteilung, die bei gewöhnlichen Spannungen gefunden war, auch bei höheren Spannungen bestehen bleibt. Die Werte des Absorptionskoeffizienten, die der Berechnung der Intensitätsverteilung im abgefilterten Spektrum zu-

grunde gelegt wurden, sind der Grayschen Formel entnommen (l. c.). Die gegebenen Kurven sind für Bleifilterdicken von 2, 4, 6, 8 und 10 mm und eine Grenzwellenlänge von 25 E-X. berechnet. Nimmt man die dezimalen Logarithmen der Flächenwerte der gewonnenen Kurven und trägt sie als Funktion der Bleidicke auf, so erhält man die zu erwartende Absorptionskurve (Fig. 6). Die aus ihrem geradlinigen Teil nach der Grayschen Formel berechnete effektive Wellenlänge ergibt sich zu 38 X-E.; dieser Wert weicht von der Grenzwellenlänge 25 X-E. bedeutend ab. Die Rechnung läßt die Größe der Fehler erkennen, die von Herrmann und

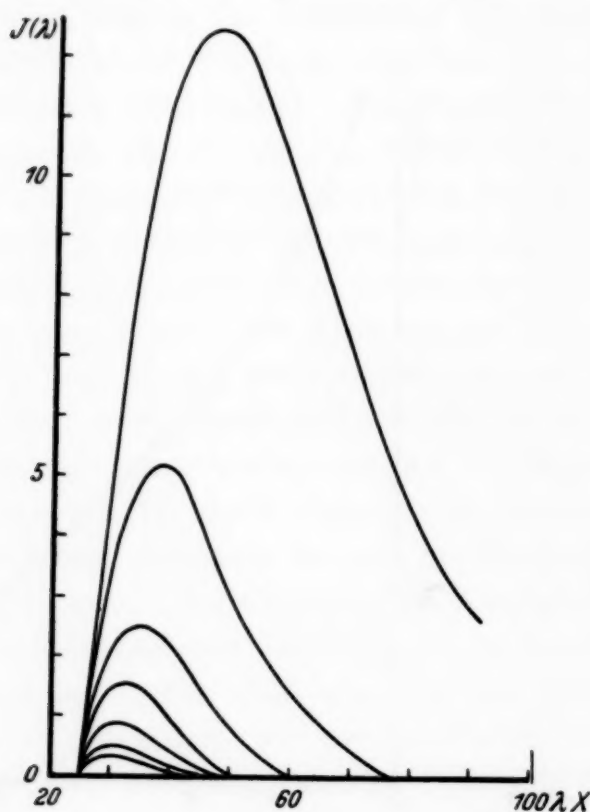


Fig. 5.

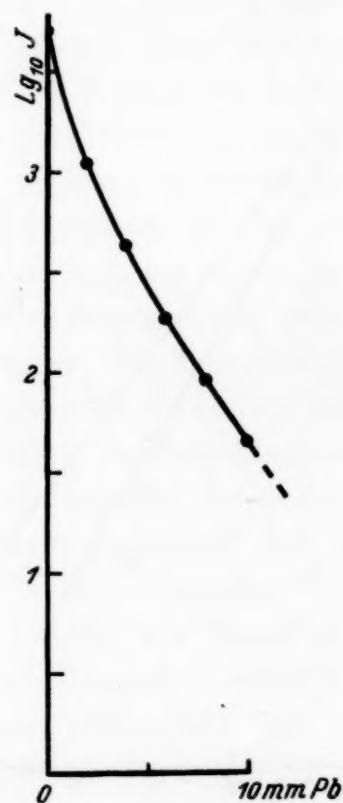


Fig. 6.

Jaeger und Nahmias begangen wurden, wenn sie die von ihnen gefundenen Absorptionskoeffizienten auf die Grenzwellenlänge, anstatt auf die effektive Wellenlänge bezogen.

Für niedrigere Spannungen, bei denen der Verlauf der Absorption in Blei steiler ist, ist der Unterschied zwischen der Grenzwellenlänge und der effektiven Wellenlänge natürlich weniger ausgeprägt.

Experimentell läßt sich der Wert der effektiven Wellenlänge, auf die der in Blei bei höchster Filterung beobachtete Absorptionskoeffizient zu beziehen ist, folgendermaßen bestimmen: Schaltet man Vorfilter aus Blei von solcher Dicke ein, daß der Absorptionskoeffizient in Blei sich praktisch

nicht mehr ändert, und mißt man die Absorption in einer Wasserschicht, so erhält man den Absorptionskoeffizienten in Wasser für den übrigbleibenden harten Anteil des Spektrums. In diesem Falle findet praktisch keine weitere Filterung statt; die auf solche Weise gewonnene effektive Wellenlänge ist mit derjenigen identisch, die man aus dem geradlinigen Teil der Absorptionskurve in Blei erhält; sie ist aber von derjenigen effektiven Wellenlänge, die man unter Benutzung von Wasserfiltern allein erhält, wesentlich verschieden. Es sei als Beispiel auf einen Fall hingewiesen, in dem der Absorptionskoeffizient mit Wasserfilter zu 0,121 gemessen war. Filtrerte man aber die Strahlung vorläufig mit 8 mm Blei, so gewann man einen Absorptionskoeffizienten im Wasser gleich 0,111, diese Zahlen entsprechen einer effektiven Wellenlänge von 43 bzw. 34 X-E.

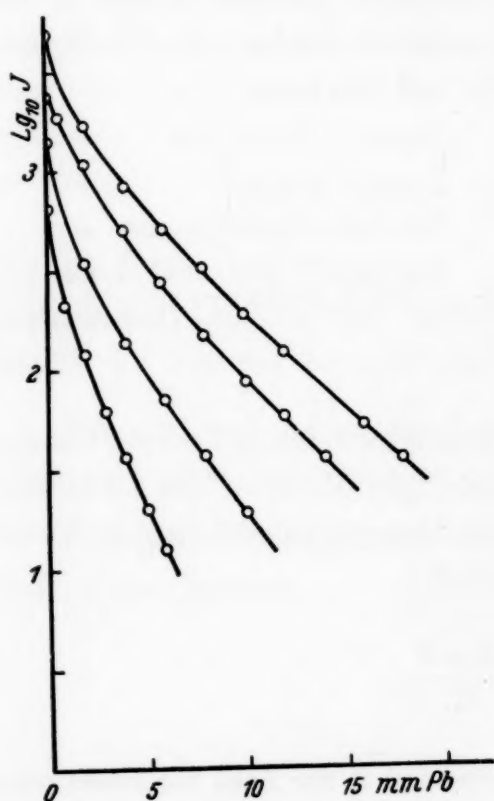


Fig. 7.

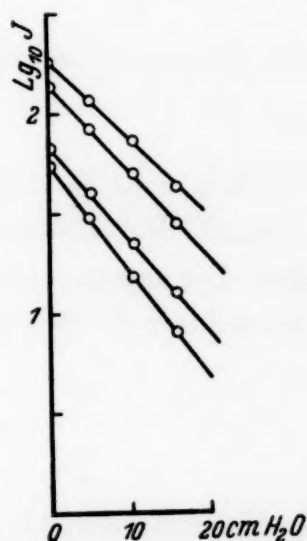


Fig. 8.

Die Messung des Absorptionskoeffizienten in Wasser mit Vorfilter aus Blei ermöglichte die Berechnung der effektiven Wellenlänge des übriggebliebenen Spektrums mittels der Klein-Nishinaschen Formel. Da in Wasser ausschließlich der Compton-Effekt auftritt, so erscheint die Anwendung dieser mehrmals experimentell geprüften Formel völlig berechtigt. Um genügend genaue Werte der effektiven Wellenlänge zu gewinnen, sind die Intensitätsmessungen in diesem Falle besonders sorgfältig durchzuführen. Derartige Messungen wurden für eine Reihe von Röhrenspannungen an-

gestellt. Nachdem die Absorptionskurve in Blei aufgenommen worden war, wurde die Absorptionskurve in Wasser aufgenommen, wobei die Strahlung einer Vorfilterung in 10 mm für harte Strahlen und mindestens 6 mm Blei für weiche Strahlen unterzogen war. In Fig. 7 und 8 sind diesbezügliche Kurven mitgeteilt. Fig. 7 enthält die Absorptionskurven in Blei, und Fig. 8 die entsprechenden Absorptionskurven in Wasser. Die Ordinaten in den beiden Figuren sind im gleichen Maßstabe gewählt, so daß aus dem Anfangswert der Intensität in Fig. 8 leicht zu ersehen ist (unter Hinzunahme der entsprechenden Kurve aus Fig. 7), welche Bleidicke zur Vorfilterung benutzt worden war. Die so gewonnenen Werte des Absorptionskoeffizienten in Blei wurden auf diejenige effektive Wellenlänge bezogen, welche mittels der Schwächung der Strahlung in Wasser ermittelt worden war. Die Wellenlänge wurde nach der Formel von Klein und Nishina:

$$\sigma = \frac{\pi e^4}{m^2 c^4} 2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \log(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \log(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\}$$

berechnet.

Die Größe σ stellt die dem Primärstrahl entweichende Energie, bezogen auf die Einheit der einfallenden Energie, pro Elektron des streuenden Körpers dar. Der experimentell gefundene Absorptionskoeffizient in Wasser $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ ist mit σ durch die Beziehung verknüpft

$$\mu_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\sigma Z \rho N}{M},$$

wo M das Molekulargewicht, ρ die Dichte und Z die Zahl der Elektronen im Wassermolekül bedeuten; N ist die Loschmidt-Avogadro'sche Zahl.

Tabelle 1.

λ in kV . .	206	229	308	338	368	378	382	400	454	460	495
μ cm ⁻¹ . .	8,8	5,8	4,3	3,5	3,0	3,5	3,4	2,7	2,2	2,4	1,9

Die erhaltenen Zahlen sind in Tabelle 1 zusammengestellt. In Fig. 9 sind die gewonnenen Werte für μ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ (in Kilovolt ausgedrückt) als kleine Kreise eingetragen. In derselben Figur ist diejenige Kurve 1 gezeichnet, die aus der Grayschen Formel unter

Hinzunahme des Streukoeffizienten nach Klein-Nishina berechnet wurde. Die von uns experimentell gefundenen Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den aus der Interpolationsformel von Gray entnommenen gut überein. In dieselbe Figur sind die Werte von Jaeger und Nahmias eingetragen. Wenn man die oben erwähnte Korrektur anbringt, so stimmt die Kurve 2, die durch die Punkte von Jaeger und Nahmias gelegt ist, mit unseren Ergebnissen genügend genau überein.

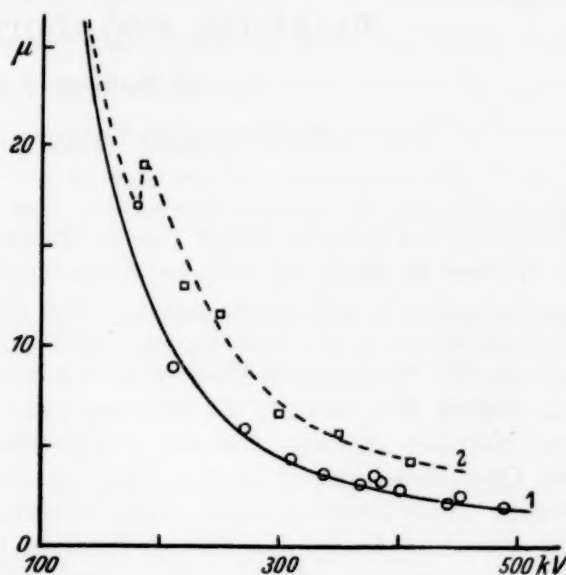


Fig. 9.

Es sei erwähnt, daß die auf der Kurve von Nahmias vorhandene Anomalie im Verlaufe des Absorptionskoeffizienten etwa bei 200 kV von uns besonders nicht untersucht worden ist.

Wir sind dem Leiter des Laboratoriums, Prof. P. I. Lukirsky, für seine wertvollen Ratschläge zu größtem Dank verpflichtet.

Leningrad, Physikalisches Institut der Universität und Physikalisch-Technisches Institut.

gestellt. Nachdem die Absorptionskurve in Blei aufgenommen worden war, wurde die Absorptionskurve in Wasser aufgenommen, wobei die Strahlung einer Vorfilterung in 10 mm für harte Strahlen und mindestens 6 mm Blei für weiche Strahlen unterzogen war. In Fig. 7 und 8 sind diesbezügliche Kurven mitgeteilt. Fig. 7 enthält die Absorptionskurven in Blei, und Fig. 8 die entsprechenden Absorptionskurven in Wasser. Die Ordinaten in den beiden Figuren sind im gleichen Maßstabe gewählt, so daß aus dem Anfangswert der Intensität in Fig. 8 leicht zu ersehen ist (unter Hinzunahme der entsprechenden Kurve aus Fig. 7), welche Bleidicke zur Vorfilterung benutzt worden war. Die so gewonnenen Werte des Absorptionskoeffizienten in Blei wurden auf diejenige effektive Wellenlänge bezogen, welche mittels der Schwächung der Strahlung in Wasser ermittelt worden war. Die Wellenlänge wurde nach der Formel von Klein und Nishina:

$$\sigma = \frac{\pi e^4}{m^2 c^4} 2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[\frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \log(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \log(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\}$$

berechnet.

Die Größe σ stellt die dem Primärstrahl entweichende Energie, bezogen auf die Einheit der einfallenden Energie, pro Elektron des streuenden Körpers dar. Der experimentell gefundene Absorptionskoeffizient in Wasser $\mu_{\text{H}_2\text{O}}$ ist mit σ durch die Beziehung verknüpft

$$\mu_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{\sigma Z \rho N}{M},$$

wo M das Molekulargewicht, ρ die Dichte und Z die Zahl der Elektronen im Wassermolekül bedeuten; N ist die Loschmidt-Avogadro'sche Zahl.

Tabelle 1.

λ in kV . .	206	229	308	338	368	378	382	400	454	460	495
μ cm ⁻¹ . .	8,8	5,8	4,3	3,5	3,0	3,5	3,4	2,7	2,2	2,4	1,9

Die erhaltenen Zahlen sind in Tabelle 1 zusammengestellt. In Fig. 9 sind die gewonnenen Werte für μ in Abhängigkeit von der Wellenlänge λ (in Kilovolt ausgedrückt) als kleine Kreise eingetragen. In derselben Figur ist diejenige Kurve 1 gezeichnet, die aus der Grayschen Formel unter

Hinzunahme des Streukoeffizienten nach Klein-Nishina berechnet wurde. Die von uns experimentell gefundenen Werte stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den aus der Interpolationsformel von Gray entnommenen gut überein. In dieselbe Figur sind die Werte von Jaeger und Nahmias eingetragen. Wenn man die oben erwähnte Korrektur anbringt, so stimmt die Kurve 2, die durch die Punkte von Jaeger und Nahmias gelegt ist, mit unseren Ergebnissen genügend genau überein.

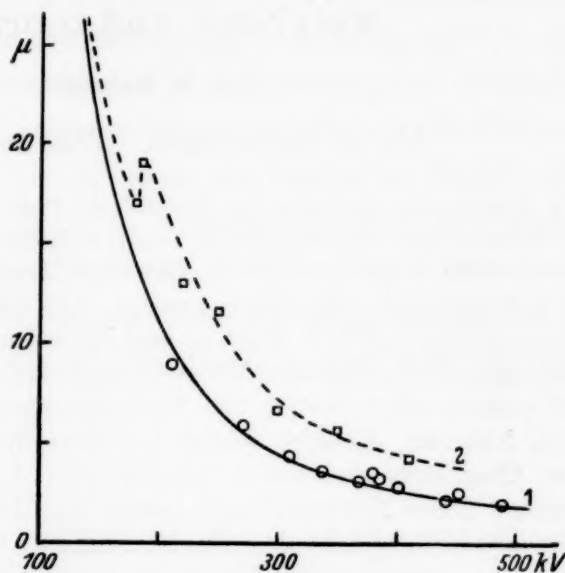


Fig. 9.

Es sei erwähnt, daß die auf der Kurve von Nahmias vorhandene Anomalie im Verlaufe des Absorptionskoeffizienten etwa bei 200 kV von uns besonders nicht untersucht worden ist.

Wir sind dem Leiter des Laboratoriums, Prof. P. I. Lukirsky, für seine wertvollen Ratschläge zu größtem Dank verpflichtet.

Leningrad, Physikalisches Institut der Universität und Physikalisch-Technisches Institut.

Ionisation von Alkalimetallatomen auf Wolfram, Molybdän und thoriertem Wolfram.

Von **L. Dobrezow** in Leningrad.

Mit 13 Abbildungen. (Eingegangen am 15. Juni 1934.)

Es wurde die thermische Ionisation von Natriumdämpfen auf Wolfram und Molybdän bei verschiedenen Temperaturen, und von Natrium und Kalium auf thoriertem Wolfram bei verschiedenen Temperaturen und Oberflächenbedeckungen untersucht. Es wurde gezeigt, daß die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenionisation von Kalium und Natrium auf Wolfram und Molybdän von der Langmuir-Sahaschen Formel gut wiedergegeben wird. Auf thoriertem Wolfram ist, solange $\Theta < 0,6$ ist, die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenionisation von Natrium dieselbe wie auf reinem Wolfram, die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenionisation von Kalium ändert sich bei Änderung von Θ nur wenig. Diese Erscheinungen lassen sich durch die Annahme erklären, daß auf der Drahtoberfläche bei $\Theta < 1$ Gebiete von reinem Wolfram existieren, auf welchen die Ionisation fast ausschließlich stattfindet.

Einleitung. Fallen auf eine genügend hoch erhitzte Metalloberfläche Atome eines Alkalimetalls, so wird ein Teil der letzteren ionisiert. n pro Zeiteinheit auffallende Atome bilden n^+ Ionen und n^\times neutrale Atome (Oberflächenionisation). Im Gleichgewicht ist die Zahl der auffallenden Atome gleich der Zahl der die Oberfläche verlassenden; darum ist

$$n = n^+ + n^\times.$$

Für den Ionisationsgrad n^+/n^\times erhielt Langmuir¹⁾ unter Zugrundelegung der Formel von Saha den folgenden Ausdruck:

$$\frac{n^+}{n^\times} = \frac{1}{2} e^{-\frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT}}, \quad (1)$$

wo V_i das Ionisationspotential der auffallenden Atome bedeutet; ψ ist die Austrittsarbeit von Elektronen aus dem Metall, auf welchen die Ionisation stattfindet, ϵ die Ladung des Elektrons, k die Boltzmannsche Konstante und T die absolute Temperatur.

Die Gültigkeit der Formel (1) bei $V_i < \psi$ (Cs, Rb, K, auf W, Mo, Ta) wurde mehrmals geprüft [Langmuir und Kingdon²⁾, Ives³⁾ und Meyer⁴⁾,

¹⁾ I. Langmuir u. K. H. Kingdon, Proc. Roy. Soc. London (A) **107**, 61, 1925; I. Langmuir, Journ. Amer. Chem. Soc. **54**, 2825, 1932. —

²⁾ K. H. Kingdon, Phys. Rev. **23**, 774, 778, 1924; I. Langmuir u. K. H. Kingdon, l. c. — ³⁾ Herbert E. Ives, Journ. Franklin Inst. **201**, 47, 1926.

— ⁴⁾ E. Meyer, Ann. d. Phys. **4**, 357, 1930.

Becker¹⁾, Killian²⁾, Copley und Phipps³⁾]. Dagegen ist der Fall $V > \psi$ fast gar nicht untersucht; nur von Morgulis⁴⁾ wurde die Oberflächenionisation von Natrium auf Wolfram gemessen. Langmuir und Kingdon fanden, daß die Oberflächenionisation auf einem vollständig aktivierten thoriumhaltigen Wolframdraht viel geringer ist, als auf einem reinen Wolframdraht. Näher wurde aber die Oberflächenionisation auf aktiven Oberflächen nicht untersucht. Es war für uns von Interesse, die Gültigkeit der Formel von Saha-Langmuir für in dem Falle $V_i > \psi$ und bei der Oberflächenionisation auf aktiven Oberflächen (thorisiertem Wolfram) zu prüfen.

Beschreibung der Apparatur. Im Gegensatz zu den bisher ausgeführten Untersuchungen wurde von uns die Oberflächenionisation nicht in der

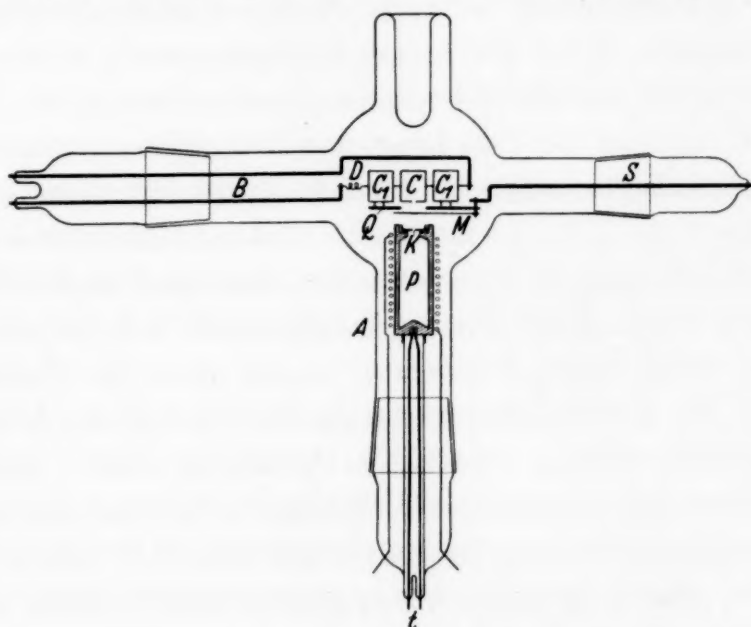


Fig. 1.

Atmosphäre des den Draht umgebenden Dampfes, sondern in einem auf den Heizdraht auffallenden Dampfstrahl untersucht. Diese Anordnung bietet den Vorteil, daß man durch Abschließen des Dampfstrahles (mittels einer Klappe) etwaige störende Ströme bestimmen und also eliminieren kann. Fig. 1 zeigt die verwendete Apparatur. Im A befindet sich der Ofen P, welcher das zu untersuchende Alkalimetall enthält. Als Ofen diente ein kupferner Zylinder (Wandstärke 2 mm). Das obere Ende war mit einem Silberdeckel K verschlossen, in welchem sich ein Spalt (Länge 6 mm, Breite 2 mm) befand. Der Spalt war parallel zu dem Glühdraht angeordnet.

¹⁾ J. A. Becker, Phys. Rev. **28**, 341, 1926. — ²⁾ J. Killian, Phys. Rev. **27**, 578, 1926. — ³⁾ Copley u. Phipps, Phys. Rev. **45**, 1934. — ⁴⁾ N. D. Morgulis, Phys. ZS. d. Sowjetunion **5**, 221, 1934.

Die Heizwicklung (Ni-Chromdraht) war von außen auf einer Glimmerunterlage um den Zylinder gewickelt, die Temperatur wurde mit einem in den Ofenboden eingeführten Kupfer-Konstantan-Thermoelement t gemessen. Das Alkalimetall wurde gereinigt und durch die obere Öffnung des Ofens eingeführt. Die beiden Heizdrähte wurden parallel zueinander in einem Abstand von 1 mm ausgespannt.

Einer der Drähte wurde als Meßdraht benutzt, der andere als Kontrolldraht, welcher die Konstanz der Dampfstrahldichte zu prüfen erlaubte. Die Drähte waren von einem Meßzylinder C und zwei Hilfszylindern C' umgeben und längs derer Achse ausgespannt. Auf einen Kupferstab war eine Quarzröhre geschoben, auf welcher der Meßzylinder C (1 cm lang und 1,2 cm im Durchmesser) befestigt wurde. Dieselbe Quarzröhre trug auch die Nickelplatte Q mit den beiden Hilfszylindern C' , welche dieselben Abmessungen hatten wie der Meßzylinder. In der Platte Q war unter dem Meßzylinder C ein Spalt von 1 cm Länge und 2,5 mm Breite, welcher parallel zur Zylinderachse angeordnet war. Ähnliche Spalte befanden sich im Meßzylinder (unten 2 mm, oben 3,5 mm breit). Auf der Unterseite der Platte Q befand sich eine Klappe M , welche erlaubte, den Spalt in der Platte Q zu schließen. Sie wurde durch Drehen des Glasschliffes S bewegt.

Um eine gleichmäßige Temperatur in der Mitte der Heizdrähte zu erhalten und bei der Temperaturmessung den Einfluß der kalten Enden vernachlässigen zu können, wurde die Drahtlänge relativ groß gewählt (6,5 cm), was bei den verwendeten Drähten (Durchmesser des reinen und thorierten Wolframs 0,08 mm, des Molybdändrahtes 0,10 mm) vollkommen genügend war. Das Auspumpen der Apparatur geschah durch eine an der Hinterwand befindliche Glasröhre.

Ausführung der Messungen. Bestanden die Heizdrähte aus reinem oder thorisiertem Wolframs, so wurde ihre Temperatur nach dem Heizstrom bestimmt [nach den Tabellen von Worthing und Forsythe¹⁾]. Die Temperatur von Molybdändrähten wurde wie folgt ermittelt. Einer der Heizdrähte war aus Wolfram, der andere aus Molybdän. Der Wolframdraht wurde auf eine bestimmte Temperatur gebracht, und der Heizstrom des Molybdändrahtes so gewählt, daß seine Oberflächenhelligkeit derjenigen des Wolframdrahtes gleich wurde. Wir nahmen an, daß dabei auch die Temperatur beider Drähte gleich war. Eine auf der Erscheinung der Oberflächenionisation beruhende Methode der Temperaturmessung ergab, daß die so bestimmten Temperaturen richtig waren (siehe weiter unten). Während

¹⁾ W. E. Forsythe u. A. G. Worthing, *Astrophys. Journ.* **61**, 146, 1925.

der Messungen wurde die Ofentemperatur (und damit auch die Dampfstrahldichte) konstant gehalten. Zur Kontrolle wurde der Ionenstrom am Hilfsdraht gemessen, wo die Bedingungen (Oberflächenbeschaffenheit und Temperatur) während einer Meßreihe unverändert blieben. Traten Schwankungen in der Dampfstrahldichte auf, so wurde der Ionenstrom vom Meßdraht entsprechend umgerechnet.

Die Güte des erhaltenen Vakuums ließ sich auf zweierlei Weise prüfen. Erstens mußte die Elektronenemission vom Kontrolldraht konstant bleiben, und zweitens zeigte die Strom-Spannungskurve dieser Emission eine gut ausgeprägte Sättigung. Dies bürgte auch dafür, daß die Dampfstrahldichte nicht einen Wert überschritt, bei welchem die Ionisation des Dampfstrahles durch Elektronen die Meßergebnisse fälschen konnte. Die Wände des Glasgefäßes waren stets mit einer Schicht von Alkalimetall bedeckt, welches als Getter diente. Das Schaltungsschema ist in Fig. 2 gezeigt.

Die Messungen wurden wie folgt ausgeführt. Die Apparatur wurde evakuiert und der Ofen während 1 bis 2 Stunden bis zu 400 bis 420° (bei den Versuchen mit Natrium) oder 340 bis 360° (bei den Versuchen mit Kalium) erhitzt. Die Platte *Q* und die Zylinder *C* und *C'* wurden durch Elektronenbombardement während 30 bis 45 Minuten bis zur Rotglut erhitzt. Dabei verdampfte das auf den Zylindern und Fäden kondensierte Metall und bildete einen spiegelnden Niederschlag auf den Wänden des Gefäßes. Sodann wurden die Drähte etwa 1 bis 2 Stunden lang geglüht, Wolfram bei 2400 bis 2600° K, thoriertes Wolfram bei 2000 bis 2200° K, Molybdän bei 2100 bis 2300° K. Nachdem wurde der Ofen erhitzt (330 bis 360° für Natrium, 220 bis 240° C für Kalium) und mit den Messungen begonnen.

Der Kontrolldraht wurde auf eine bestimmte Temperatur gebracht (gewöhnlich 1700° K) und die Elektronenemission gemessen. Nachdem wurde das Vorzeichen des Feldes zwischen Draht und Zylinder gewechselt und der bei geschlossener Klappe auftretende Strom gemessen. Dieser Strom kann durch Leitfähigkeit des Glases, durch lichtelektrische Ströme von der Zylinderoberfläche, durch Oberflächenionisation der von den

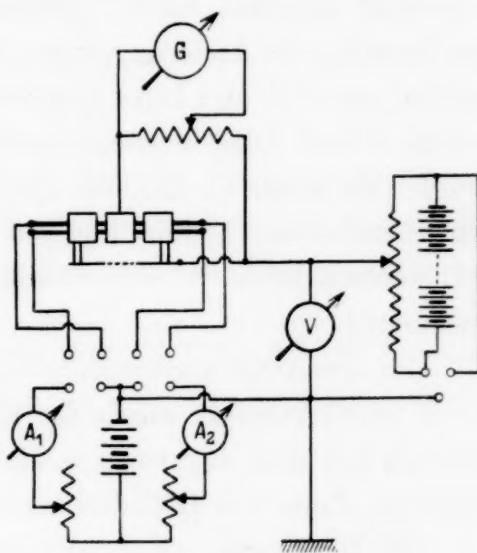


Fig. 2.

Zylindern verdampfenden Metallreste bedingt sein. Sodann wurde die Klappe geöffnet, so daß der Dampfstrahl auf den Draht auftraf, und der Strom wiederum gemessen. Die Differenz der beiden so gemessenen Ströme bildet den wahren Ionisationsstrom, welcher der Ionisation der auf den Draht auffallenden Metallatome entspricht.

Blieb bei konstanter Temperatur und unter denselben Oberflächenbedingungen auf dem Kontrolldraht die während des Versuchs so gemessene Stromdifferenz konstant, so war das ein Beweis dafür, daß die Dampfstrahlintensität konstant blieb. Änderungen des Ionenstromes erlaubten eine Bestimmung der Änderungen der Dampfstrahldichte. Dieselben Messungen wurden mit dem Meßdraht ausgeführt und so die Zahl der Ionen bestimmt, welche durch Oberflächenionisation auf verschiedenen Oberflächen entstehen. Es wurde die Zahl der Ionen, welche sich aus einer bestimmten Zahl der auffallenden Atome bildeten, bei verschiedenen Temperaturen und bei verschiedenen Oberflächenbedeckungen (bei thoriertem Wolfram) bestimmt.

Um einen Stromübergang von dem geglühten Draht auf den kalten Draht zu vermeiden, wurde der kalte Draht beim Messen des Elektronenstromes mit dem negativen, und beim Messen des Ionenstromes mit dem positiven Ende des Glühdrahtes verbunden.

Alle Messungen, wie des Elektronen- so auch des Ionenstromes, wurden bei derselben Spannungsdifferenz zwischen Draht und Zylinder ausgeführt, um eine mögliche Änderung des Stromes mit der Spannung (Schottky-Effekt) zu eliminieren. Die Aktivierung von thoriumhaltigem Wolfram geschah wie üblich durch Erhitzen bis auf etwa 2100 bis 2200° K. Die Oberflächenbedeckung wurde nach der bekannten Langmuirschen Formel

$$\Theta = \frac{\lg i_{\Theta} - \lg i_w}{\lg i_1 - \lg i_w}$$

berechnet, wo i_{Θ} die Elektronenemission bei der Oberflächenbedeckung bedeutet, und i_w und i_1 entsprechend die Elektronenemissionen von reinem und vollständig aktiviertem Wolfram sind (i_1 wurde nach Dushman berechnet).

Versuche mit Natrium auf Wolfram. Wie schon bemerkt wurde, ist der Ionisationsgrad, d. h. das Verhältnis der Zahl n^+ der an der Oberfläche ionisierten Atome zu der Zahl n^{\times} der als neutral reflektierten, nach Saha-Langmuir, gleich

$$\frac{n^+}{n^{\times}} = \frac{1}{2} e^{-\frac{(V_i - \psi)e}{kT}}; \quad (\text{I})$$

daraus folgt

$$\frac{n^+}{n^+ + n^\times} = \frac{e^{-\frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT}}}{2 + e^{-\frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT}}};$$

$n^+ + n^\times$ ist die Gesamtzahl der auf den Draht fallenden Atome

$$n^+ + n^\times = n = \text{const},$$

und

$$n^+ = n \frac{e^{-\frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT}}}{2 + e^{-\frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT}}}. \quad (2)$$

Setzt man in diese Formel die Werte für das Ionisationspotential des Natriums ($V = 5,12$ Volt) und für die Austrittsarbeit der Elektronen aus Wolfram ($\psi = 4,55$ Volt) ein, so ändert sich im Temperaturgebiet

1400 bis 2300° K die Größe $e^{-\frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT}}$ von $9,1 \cdot 10^{-3}$ bis $5,7 \cdot 10^{-2}$. Man kann also, mit einem Fehler von weniger als 3%, das zweite Glied des Nenners in Formel (2) vernachlässigen, und

$$n^+ = \frac{n}{2} e^{-\frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT}} \quad (3)$$

setzen, oder mit einem Fehler von 1,3%

$$\lg n^+ = \lg \frac{n}{2} - \frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT}. \quad (3')$$

Ist die Anzahl der pro Zeiteinheit auf den Draht fallenden Atome konstant, so ist $\lg n^\times$, und also auch der Logarithmus des Ionenstromes eine

lineare Funktion von $1/T$. Die Neigung dieser Geraden bestimmt die Größe $(V_i - \psi)$. Für Briggs'sche Logarithmen des Ionenstromes erhalten wir

$$\lg_{10} i^+ = \lg_{10} \epsilon n^+ = \lg_{10} \frac{n \epsilon}{2} - \frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT} M = A - \frac{5,04 \cdot 10^3}{T} (V_i - \psi) \quad (3'')$$

(V_i und ψ in Volt).

In Fig. 3 ist das Ergebnis einer Messung der Oberflächenionisation von Natrium auf Wolfram gegeben. Auf der Abszissenachse ist die Größe $\frac{5,04 \cdot 10^3}{T}$, auf der Ordinatenachse rechts sind die Größen $\lg \frac{i^-}{T^2} + 15,0$

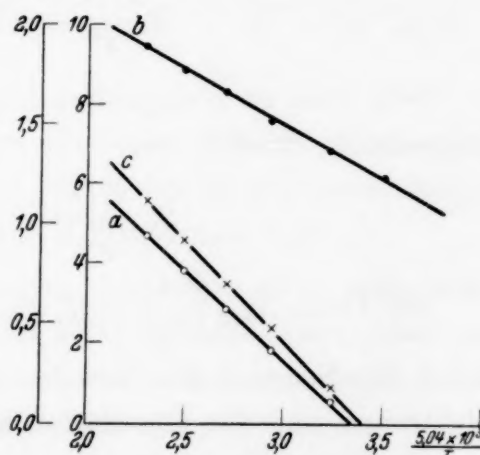


Fig. 3.

(für die Elektronenstromgerade a) und links $\lg_{10} i^+ + 8,0$ (Ionenstrom) aufgetragen. Aus der Neigung der Geraden für den Elektronenstrom berechnet sich die Austrittsarbeit zu $\psi = 4,57$ Volt. Die gemessenen Werte für den Ionenstrom liegen, wie die Figur zeigt, gut auf einer Geraden. Die Neigung dieser Geraden ist 0,56, während die Theorie $5,12 - 4,57 = 0,55$ fordert.

Nach Dushman ist die Elektronenemission gleich

$$i^- = A T^2 e^{-\frac{\psi}{T}} \cdot S, \quad (4)$$

wo S die Oberfläche des emittierenden Körpers ist. Der positive Ionenstrom ist, wie gezeigt,

$$i^+ = \frac{1}{2} n \varepsilon e^{-\frac{(V_i - \psi) \varepsilon}{k T}}$$

und

$$i^+ \cdot i^- = \frac{1}{2} A \cdot S \cdot n \cdot \varepsilon \cdot T^2 e^{-\frac{V_i \varepsilon}{k T}} \quad (5)$$

oder

$$\lg \frac{i^+ \cdot i^-}{T^2} = \lg \frac{A S \cdot n \varepsilon}{2} - \frac{V_i \varepsilon}{k T}. \quad (5')$$

Geht man zu Briggschen Logarithmen über und ist V_i in Volt ausgedrückt, so erhalten wir

$$\lg_{10} \frac{i^+ \cdot i^-}{T^2} = c - \frac{5,04 \cdot 10^3}{T} V_i. \quad (5'')$$

Die Größe $\lg_{10} \frac{i^+ \cdot i^-}{T^2}$ muß eine lineare Funktion von $\frac{5,04 \cdot 10^3}{T}$ sein, wobei die Neigung der Geraden unabhängig von der Austrittsarbeit der Elektronen aus der Oberfläche und gleich dem Ionisationspotential V_i des Alkalidampfes ist (für Natrium $V_i = 5,12$ Volt). Diese Abhängigkeit erlaubt die Richtigkeit der Temperaturbestimmung zu prüfen. Die Kurve C (Fig. 3) zeigt, daß die beobachteten Punkte gut auf einer Geraden mit theoretischer Neigung liegen, daß also die Temperatur des Drahtes richtig gemessen wurde (Ordinatenwerte: $\lg_{10} \frac{i^+ \cdot i^-}{T^2} + 22$).

Versuche mit Natrium auf Molybdän. Fig. 4 und 5 zeigen Ergebnisse der Messung der Oberflächenionisation von Natrium auf zwei verschiedenen Molybdändrähten. Zur Kontrolle der Temperaturmessung wurde die Elektronenemission von Molybdän untersucht. Die Austrittsarbeit (aus den Elektronenemissionskurven a berechnet) wurde erhalten $\psi_1 = 4,42$

und $\psi_2 = 4,25$ Volt. Die Punkte für $\lg_{10} \frac{i^+ i^-}{T}$, als Funktionen von $\frac{5,04 \cdot 10^3}{T}$ aufgetragen, liegen gut auf einer Geraden, deren Neigung gleich 5,10 ist ($V_i = 5,12$ Volt). Daraus folgt, daß bei der Temperaturbestimmung merkbare Fehler nicht auftreten.

Die bei verschiedenen Temperaturen gemessenen $\lg_{10} i^+$, als Funktionen von $5,04 \cdot 10^3/T$ dargestellt, liegen gut auf theoretischen Geraden. Auch in diesem Falle wurde die Gültigkeit der Formel von Saha-Langmuir bestätigt.

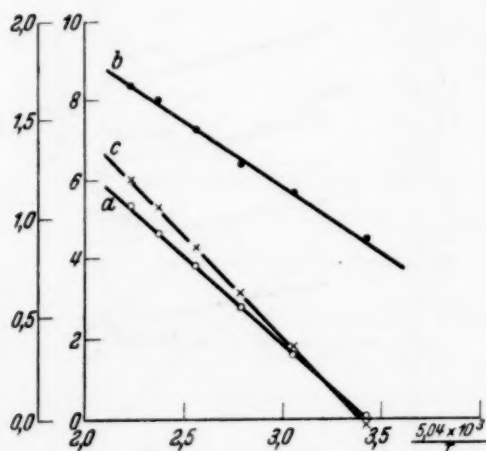


Fig. 4.

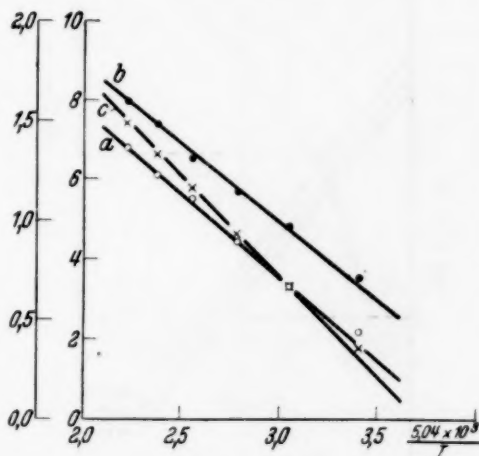


Fig. 5.

Versuche mit Natrium auf thoriertem Wolfram. Die Oberflächenionisation auf aktiven Oberflächen wurde in Fällen der Oberflächenionisation von Natrium und Kalium auf thoriertem Wolfram untersucht.

Mit Natrium wurden die Messungen folgendermaßen ausgeführt. Der Meßdraht wurde durch Erhitzung auf 2900°K entaktiviert, rasch auf 1810°K gebracht und der Elektronen- und Ionenstrom gemessen. Dann wurde der Draht durch Glühen bei 2200°K ein wenig aktiviert und wieder bei 1810°K die Elektronen- und Ionenemission gemessen. Das wurde so lange wiederholt, bis die Oberflächenbedeckung so groß war, daß der Ionenstrom unmeßbar klein wurde.

Nachdem eine Serie Messungen bei 1810°K und verschiedenen Θ beendet war, wurde der Draht wieder entaktiviert und die Elektronen- und Ionenströme bei 1627°K und verschiedenen Θ gemessen. Die Elektronenemission wurde dabei nicht nur bei 1627°K , sondern auch bei 1810°K beobachtet. Ebensolche Messungen wurden auch bei 1475°K ausgeführt. Die Ergebnisse der Messungen sind in Fig. 6 mitgeteilt. Längs der Abszissenachse ist die Oberflächenbedeckung Θ , berechnet nach Langmuir, aufgetragen, längs der Ordinatenachse die Logarithmen der Ionenströme

plus einer Konstante. Die Punkte liegen sehr gut auf Geraden, was auf einen exponentiellen Zusammenhang zwischen i^+ und Θ hinweist.

Fig. 7 zeigt die Abhängigkeit des Logarithmus des Ionenstromes $\lg_{10} i^+$ von $\frac{5,04 \cdot 10^3}{T}$ bei den Oberflächenbedeckungen $\Theta = 0, 0,2, 0,4$ und $0,6$; die entsprechenden Werte wurden nach den Geraden Fig. 6 berechnet. Die Neigung der erhaltenen Geraden erweist sich als unabhängig von Θ .

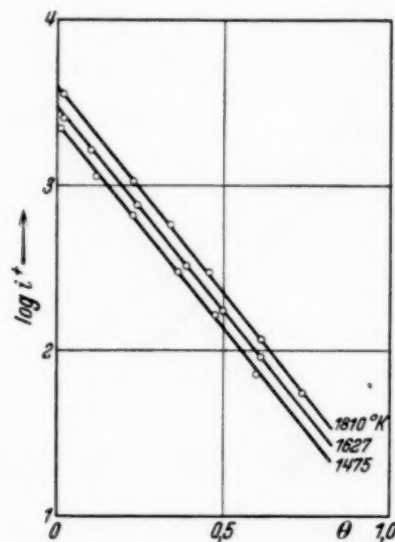


Fig. 6.

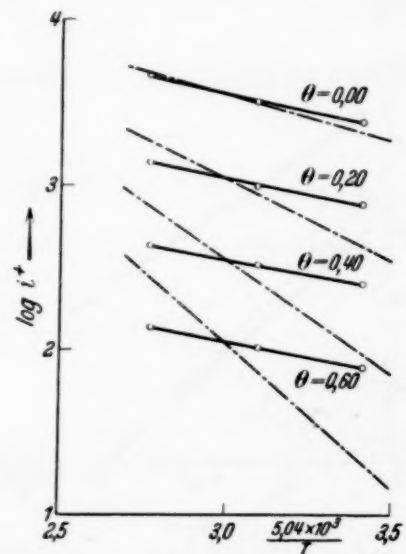


Fig. 7.

Der theoretisch berechnete Gang ist in der Figur punktiert aufgetragen. Die Berechnung erfolgte nach der Formel (3), wo für ψ die den verschiedenen Θ -Werten entsprechenden Austrittsarbeiten von Elektronen aus thoriertem Wolfram eingesetzt wurden. Der Übersichtlichkeit wegen sind die Kurven bei $\frac{5,04 \cdot 10^3}{T} = 3,0$ zum Schneiden gebracht.

Das durch T^2 dividierte Produkt des Ionen- und Elektronenstromes, welches bei reinen Metallen nur von der Temperatur, nicht aber von der Austrittsarbeit abhängt, bleibt, wie Fig. 8 zeigt, für thoriertes Wolfram bei Änderung von Θ und gleicher Temperatur nicht konstant.

Versuche mit Kalium auf thoriertem Wolfram. In diesem Falle wurden die Messungen wie folgt ausgeführt. Der Meßdraht wurde bis auf einige Θ aktiviert und die Ionen- und Elektronenströme nacheinander bei 1810, 1627, 1475° K und wieder bei 1810° K gemessen. Waren die Elektronenströme bei der ersten und letzten Messung gleich, so war dies ein sicheres Zeichen dafür, daß während der Messung Θ konstant blieb.

Fig. 9 zeigt die Abhängigkeit $\lg_{10} i^+$ von $\frac{5,04 \cdot 10^3}{T}$ bei den Temperaturen des Meßdrahtes $T = 1810, 1627$ und 1475°K .

Bei der Oberflächenionisation von Kalium kann man das zweite Glied im Nenner der Formel (2) nicht vernachlässigen. Deshalb wird auch die

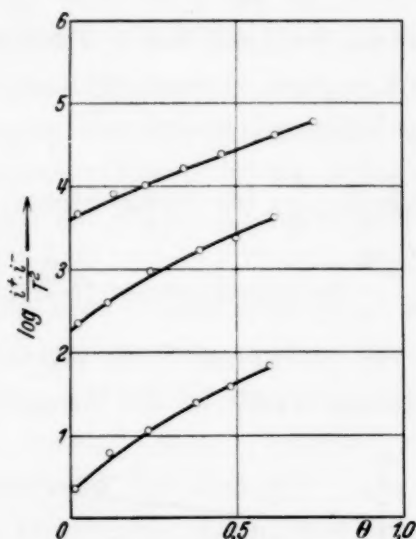


Fig. 8.

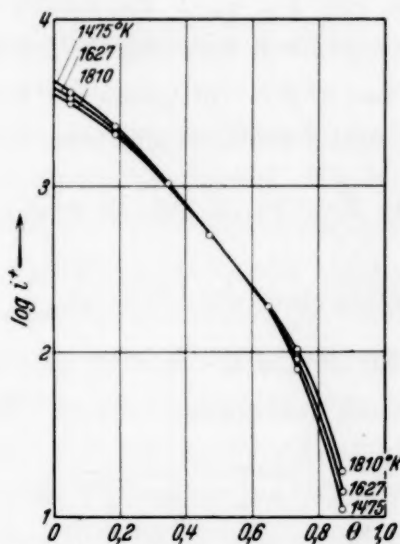


Fig. 9.

Formel (3'') in diesem Falle ungültig. Ist nämlich $V_i = 4,32$ (Ionisationspotential des Kaliums) und $\psi = 4,55$ (Austrittsarbeit von reinem Wolfram), so ändert sich die Größe $e^{-\frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT}}$ im Temperaturgebiet 1400 bis 2300° K von 6,65 bis zu 3,18.

Nach der Formel von Langmuir-Saha

$$\frac{n^+}{n^\times} = \frac{1}{2} e^{-\frac{(V_i - \psi)\epsilon}{kT}}$$

ist die Zahl n^\times der neutral reflektierten Atome gleich der Differenz der Gesamtzahlen der auffallenden Atome und der sich bildenden Ionen

$$n^\times = n - n^+;$$

also ist

$$\frac{n^+}{n^\times} = \frac{n^+}{n - n^+}$$

oder

$$\frac{n^+}{n^\times} = \frac{i^+}{i_1 - i^+},$$

wo $i^+ = \epsilon n^+$ der gemessene Ionenstrom von dem Meßdraht, und $i_1 = n\epsilon$ der Ionenstrom ist, welcher erhalten würde, falls alle auffallenden Atome ionisiert würden.

Also ist

$$\frac{n^+}{n^\times} = \frac{i^+}{i_1^+ - i^+} = \frac{1}{2} e^{-\frac{(V_i - \psi)e}{kT}}. \quad (7)$$

Nehmen wir an, daß für reines Wolfram ($\Theta = 0$) die Formel (7) gültig ist, so können wir aus dem gemessenen Ionenstrom i^+ und den bekannten Werten von V_i , ψ , T die Größe i_1^+ berechnen. Ist uns aber diese Größe bekannt, so kann man durch Messung von i^+ als Funktion von $1/T$ bei verschiedenen Θ die Gültigkeit der Formel von Langmuir-Saha für den Fall der Oberflächenionisation von Kalium auf aktiven Oberflächen prüfen.

Die Kurven in Fig. 10 zeigen die Größe $\lg_{10} \frac{n^+}{n^\times}$ bei verschiedenen Θ .

Die Abhängigkeit der Größe $\lg_{10} \frac{n^+}{n^\times}$ von $\frac{5,04 \cdot 10^3}{T}$ bei verschiedenen Θ -Werten ($\Theta = 0,0, 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$) gibt Fig. 11. Die punktierte Linie zeigt den theoretisch berechneten Gang. Zur Berechnung wurde in die Formel (7)

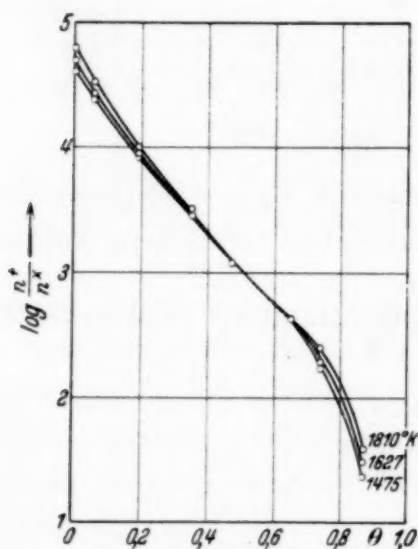


Fig. 10.

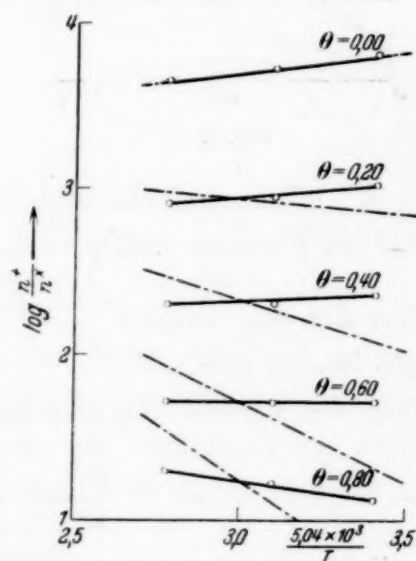


Fig. 11.

der dem Werte von ψ entsprechende Wert von Θ eingesetzt. Die Neigung der erhaltenen Geraden ändert sich in dem aus der Theorie folgenden Sinne, jedoch viel langsamer, als es die Theorie fordert.

Das Produkt $\frac{1}{T^2} \frac{n^+}{n^\times} i^-$, welches der oben besprochenen Größe $\frac{i^+ i^-}{T^2}$ analog ist, ist auch keine Konstante (Fig. 12 im Vergleich mit Fig. 8).

Diskussion der Resultate. Die Untersuchung der Oberflächenionisation von Natrium auf reinem Wolfram hat gezeigt, daß die Temperaturabhängigkeit der Oberflächenionisation im Bereich der Fehlergrenzen durch die Langmuir-Sahasche Formel wiedergegeben wird.

Die Resultate der Messungen der Ionisation von Natrium- und Kaliumatomen auf einer thorierten Wolframoberfläche zeigten, daß die einfache Formel

$$\frac{n^+}{n^\times} = A e^{-\frac{(V_i - \psi) e}{k T}}$$

ungültig ist, falls für ψ die nach Langmuir berechneten Austrittsarbeiten bei verschiedenen Θ benutzt wurden.

Die Ergebnisse der mit Natrium auf thoriertem Wolfram ausgeführten Messungen lassen sich am einfachsten folgendermaßen deuten. Wie bekannt, wurde zur Erklärung der Abweichungen vom Schottky-Effekt angenommen, daß bei $\Theta < 1$ die Thoriumdipole auf der Wolframoberfläche nicht gleichmäßig verteilt sind, sondern „Inseln“ (patches) bilden, so daß die Oberfläche nicht homogen ist, sondern Stellen aufweist, wo das Wolfram rein ist, und solche, wo die Thoriumbedeckung am größten ist. Sind die Dimensionen der „Inseln“ klein im Vergleich zu der Phasenwellenlänge der verdampfenden Elektronen, so wird die Austrittsarbeit für Elektronen an allen Stellen der Oberfläche gleich, und ein bestimmter Mittelwert von verschiedenen „lokalen“ Austrittsarbeiten sein. Die Phasenwellenlänge der verdampfenden Atome ist, ihrer großen Masse wegen, viel geringer als die der Elektronen, und die Austrittsarbeit für Ionen wird nicht durch den Mittelwert aller Austrittsarbeiten längs der Oberfläche bestimmt, sondern durch die Austrittsarbeit an dem Punkte, wo sich ein Atom oder ein Ion befindet. Demnach werden Natriumatome, welche auf von Thorium unbedeckte Teile des Drahtes fallen, so ionisiert, als ob sie auf reines Wolfram fielen. Die Natriumatome aber, welche auf von Thorium ganz bedeckte Flächen fallen, werden praktisch gar nicht ionisiert (die Ionisation von Natrium auf vollständig aktiviertem Wolfram ist bei 1800° K etwa $4 \cdot 10^5$ mal geringer als auf reinem Wolfram). Dabei wird die Zahl der verdampfenden Natriumionen gleich

$$n^+ = \frac{n}{2} e^{-\frac{(V_i - \psi) e}{k T}} S(\Theta),$$

wo $S(\Theta)$ die wirksame Oberfläche, auf welcher die Ionisation stattfindet, d. h. die von Thoriumatomen freie Oberfläche ist. Die Temperaturabhängigkeit des Ionisationsgrades ist dabei, wie ohne weiteres ersichtlich, eine Gerade, deren Neigung unabhängig von Θ und gleich $V_i - \psi \sim 0,6$ ist (längs der Abszissenachse ist $\frac{5,04 \cdot 10^3}{T}$, längs der Ordinatenachse $\lg_{10} i^+$ aufgetragen). Wie Fig. 7 zeigt, trifft dies auch tatsächlich zu. Mit wachsender

Oberflächenbedeckung Θ nimmt die freie Oberfläche ab, weshalb auch der Ionenstrom, bei ein und derselben Temperatur gemessen, abnehmen muß. Diese Erscheinung wurde auch beobachtet (Fig. 6 und 9). Das Anwachsen der Größe $i^+ i^- / T^2$ mit wachsendem Θ deutet darauf hin, daß das Ansteigen der Elektronenemission infolge der Verminderung der mittleren Austrittsarbeit rascher vor sich geht als die Verminderung der reinen Oberfläche.

Bei der Oberflächenionisation von Kalium sind die Erscheinungen im allgemeinen dieselben. Die Temperatur-Ionenstromkurven bei verschiedenen Θ verlaufen aber, wie Fig. 11 zeigt, nicht parallel zueinander.

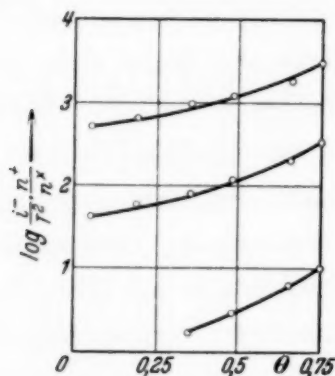


Fig. 12.

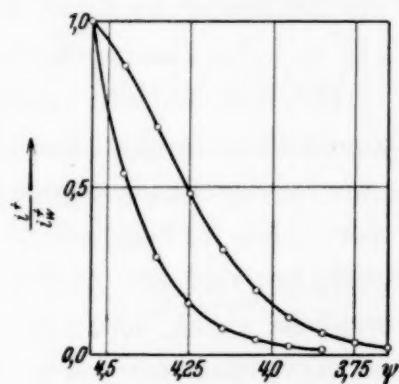


Fig. 13.

Dies läßt sich erklären, wenn man berücksichtigt, daß die Änderung des Kontaktpotentials am Rande einer Thoriuminsel nicht sprunghaft geschieht, sondern daß es ein Grenzgebiet gibt, wo das Kontaktpotential sich von dem dem reinen Wolfram entsprechenden Wert stetig bis zu dem dem vollständig aktivierten Wolfram entsprechenden Werte ändert. Offenbar wird auch der Ionisationsgrad der auf diese Übergangsgebiete fallenden Atome zwischen denen auf reinem und aktiviertem Wolfram liegen.

Ändert sich das Kontaktpotential im Übergangsgebiet nach einem bestimmten Gesetz, so nimmt der Ionisationsgrad von Kalium und Natrium (n^+ / n^\times) nach einem für beide Metalle gleichen Gesetze ab.

Die Abnahme des Ionenstromes bei konstanter Zahl der auffallenden Atome wird für Natrium viel rascher als für Kalium erfolgen. Fig. 13 zeigt die Abhängigkeit der Ionenströme für Kalium (obere Kurve) und Natrium (untere Kurve), berechnet nach Formel (2). (Der Ionenstrom von reinem Wolfram wurde in beiden Fällen gleich 1 gesetzt.) Offenbar wird der Ionenstrom von den Übergangsgebieten für Natrium einen wesentlich geringeren Anteil des Gesamtstromes ausmachen als für Kalium. Man kann praktisch annehmen, daß Natrium nur auf reinem Wolfram ionisiert wird, und daß der Strom von den Übergangsgebieten zu vernachlässigen ist. Bei der

Oberflächenionisation von Kalium spielt der Strom von den Übergangsgebieten schon eine größere Rolle und kann bei größeren Werten von Θ , wo die Oberfläche von reinem Wolfram schon gering ist, einen merkbaren Teil des Gesamtstromes betragen.

Bei geringen Werten der Oberflächenbedeckung Θ wird, wenn die Übergangsgebiete eine untergeordnete Rolle spielen, die Temperaturabhängigkeit des Ionenstromes nahezu dieselbe sein wie bei einer reinen Wolframoberfläche. Bei großen Θ -Werten, wobei die Ionenströme von den Übergangsgebieten von derselben Ordnung sind wie die Ionenströme von den Wolframgebieten, muß sich die Neigung der Temperatur-Ionenstromkurven so ändern, als ob sich die Austrittsarbeit der Oberfläche verminderte. Diese Erscheinung wurde auch beobachtet (Fig. 11). Die Abnahme des

Ionenstromes und das Anwachsen der Größe Θ mit zunehmenden $\frac{n^+}{n^\times} i^-$ läßt sich ebenso wie für Natrium deuten (siehe oben).

Ein Vergleich der Kurven Fig. 6 und 9 zeigt, daß die Abnahme des Ionenstromes mit zunehmendem Θ für Kalium und Natrium in verschiedener Weise geschieht. Diese Verschiedenheit erscheint von dem oben erläuterten Standpunkt aus ganz begreiflich, da die effektiven Dimensionen der Thoriuminseln für Natrium größer als für Kalium sind.

Diese Auffassung erlaubt also, alle bei der Oberflächenionisation von Alkalimetalldämpfen auf thoriertem Wolfram beobachteten Erscheinungen befriedigend zu erklären.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, Herrn Prof. P. Lukirsky für seine Ratschläge und sein stetiges Interesse an der Arbeit meinen Dank auszusprechen.

Physikalisches Institut der Universität.

Die Berechnung der Erwärmung von zylindrischen Körpern im Kondensatorfelde.

Von N. N. Malov in Moskau.

(Eingegangen am 2. Juli 1934.)

Es ist die Feldverteilung in zylindrischen Dielektrika berechnet. Die Ergebnisse dieser Berechnungen lassen einige Erscheinungen im hochfrequenten Kondensatorfelde erklären.

§ 1. *Problemstellung.* Bei der Untersuchung des Einflusses hochfrequenter Kondensatorfelder auf Gewebe und Flüssigkeiten findet gewöhnlich eine unerwünschte Erwärmung der Objekte statt. Um diese Erwärmung zu verhindern, ist es möglich, den Probierzylinder mit dem Objekt in ein abkühlendes Bad einzusenken. Es ist von Interesse, die Bedingungen zu untersuchen, unter welchen das Bad keine merkliche Veränderungen in der Stärke des Feldes im Objekt hervorruft.

Wir nehmen an, daß die zu untersuchende, sowie auch die abzukühlende Flüssigkeit sich in coaxialen Probierzylindern befindet; die Dielektrizitätskonstanten (DK) seien gleich ϵ_1 , ϵ_2 , die Leitfähigkeiten nehmen wir gleich Null an (vollkommene Dielektrika).

Wir können folgende Aufgabe stellen: In einem homogenen elektrischen Felde E_0 ($\epsilon_0 = 1$), das der Y-Achse parallel ist, befinden sich einige coaxiale Zylinder mit den DK ϵ_1 , ϵ_2 , ϵ_3 und Halbmesser a , b , c . Wir nehmen an, daß die Durchmesser der Zylinder klein im Vergleich mit der Ausbreitung des Feldes nach der Z-Achse und daß die Längen der Zylinder, sowie auch die Ausbreitung des Feldes nach der X-Achse unendlich groß seien.

Das äußere Feld läßt sich mit Hilfe der Potentialfunktion

$$\varphi'_0 = -E_0 y = -E_0 \varrho \cos \vartheta \quad (\varrho > c) \quad (1)$$

bestimmen, wo ϱ und ϑ den Polarvektor und der Polarwinkel bedeuten. Im inneren Zylinder bildet sich das Feld E_3 ; dies Feld muß homogen sein (da im Koordinatensprung kein Potentialsprung stattfinden soll). Die Potentialfunktion dieses Feldes ist

$$\varphi_3 = -E_3 y = -E_3 \varrho \cos \vartheta \quad (0 \leq \varrho \leq a). \quad (2)$$

Im zweiten Zylinder bilden sich ein homogenes Feld E'_2 und ein Zusatzfeld (dies Feld ist dem Felde eines Dipols ähnlich), das sich bei Vergrößerung

des Radiusvektors ϱ verkleinert. Wir können also für den zweiten Zylinder folgende Potentialfunktion aufschreiben:

$$\varphi_2 = -E'_2 \varrho \cos \vartheta + \frac{m_2}{2\pi\epsilon_2} \frac{\cos \vartheta}{\varrho} \quad (a \leq \varrho \leq b). \quad (3)$$

Um die Werte des Feldes E'_2 und des Momentes m_2 zu bestimmen, wollen wir die Grenzbedingung betrachten.

Bei $\varrho = a$ sollen die Potentialfunktionen und die Normalkomponenten der Induktion stetig sein. Also können wir schreiben:

$$-E_3 a \cos \vartheta = -E'_2 a \cos \vartheta + \frac{m_2}{2\pi\epsilon_2} \frac{\cos \vartheta}{a}, \quad (4)$$

$$-\epsilon_3 E_3 \cos \vartheta = -\epsilon_2 E'_2 \cos \vartheta - \frac{m_2}{2\pi} \frac{\cos \vartheta}{a^2}. \quad (5)$$

Aus den Gleichungen (4) und (5) finden wir

$$E'_2 = E_3 \frac{\epsilon_2 + \epsilon_3}{2\epsilon_2}, \quad m_2 = \pi a^2 (\epsilon_3 - \epsilon_2) E_3. \quad (6)$$

Das Feld im ersten Zylinder läßt sich auf ähnliche Weise durch die Gleichung

$$\varphi_1 = -E'_1 \varrho \cos \vartheta + \frac{m_1}{2\pi\epsilon_1} \frac{\cos \vartheta}{\varrho} \quad (b \leq \varrho \leq c) \quad (7)$$

bestimmen. Mittels Grenzbedingungen bei $\varrho = b$ können wir leicht finden:

$$E'_2 - \frac{m_2}{2\pi\epsilon_2} \frac{1}{b^2} = E'_1 - \frac{m_1}{2\pi\epsilon_1} \frac{1}{b^2}, \quad (8)$$

$$\epsilon_2 E'_2 + \frac{m_2}{2\pi b^2} = \epsilon_1 E'_1 + \frac{m_1}{2\pi b^2}.$$

Endlich bildet sich im äußeren Raume außer einem homogenen Felde auch ein Zusatzfeld aus. Wir können daher schreiben:

$$\varphi_0 = \varphi'_0 + \frac{m_0}{2\pi} \frac{\cos \vartheta}{\varrho} \quad (c \leq \varrho).$$

Nun geben die entsprechenden Grenzbedingungen bei $\varrho = c$:

$$E'_1 - \frac{m_1}{2\pi\epsilon_1} \frac{1}{c^2} = E'_0 - \frac{m_0}{2\pi} \frac{1}{c^2}, \quad \epsilon_1 E'_1 + \frac{m_1}{2\pi} \frac{1}{c^2} = E'_0 + \frac{m_0}{2\pi} \frac{1}{c^2}. \quad (9)$$

Aus allen diesen Gleichungen erhalten wir die Möglichkeit, die Felder E'_1, E'_2, E_3 , sowie auch die Momente m_1, m_2 mit dem äußeren Felde E_0 (dieses Feld ist gegeben) zu verknüpfen.

Diese allgemeinen Gleichungen wollen wir jetzt in einigen besonderen Fällen untersuchen.

§ 2. *Ein einziger Zylinder.* Befindet sich im äußeren homogenen Felde E_0 ($\epsilon_0 = 1$) nur ein einziger Zylinder mit der DK ϵ_3 , so bildet sich in diesem Zylinder das Feld $(E_3)_0$; dies Feld kann aus der Gleichung

$$E_0 = (E_3)_0 \frac{1 + \epsilon_3}{2}$$

bestimmt werden. Wir haben also in diesem Falle

$$(E_3)_0 = \frac{2 E_0}{1 + \epsilon_3}. \quad (10)$$

§ 3. *Zwei Zylinder.* Bei verschiedenen Messungen befindet sich die Flüssigkeit in einem Glaszylinder; es ist interessant, zu berechnen, wie groß der Einfluß der Glaswände ist. Das ist die Aufgabe für zwei Zylinder; die DK der Zylinder haben folgende Werte: $\epsilon_3 = \epsilon_3$, $\epsilon_2 = 5$. Für einen gewöhnlichen Glaszylinder sei $2a = 9,6$ mm, $2b = 10,0$ mm; aus den Gleichungen (6 bis 8) bekommen wir

$$E_3 = \frac{2,06 E_0}{\epsilon_3 + 1,19}. \quad (11)$$

Also ist das Feld im inneren Zylinder (Flüssigkeit) ein wenig verändert. Diese Änderung

$$\frac{E_3}{(E_3)_0} = 1,03 \left[1 - \frac{0,19}{\epsilon_3 + 1,19} \right] \quad (12)$$

ist relativ klein; also ein dünnwandiger Glaszylinder übt keinen merklichen Einfluß auf das innere Feld aus. Bei dickeren Glaswänden wird die Feldverzerrung größer.

Wir wollen jetzt das Feld im Glaszylinder selbst berechnen. Das Gesamtfeld E_2 besteht aus einem homogenen Felde E'_2 und einem Zusatzfelde. Für die Potentialfunktion schreiben wir

$$\varphi_2 = -E'_2 y + \frac{m_2}{2\pi\epsilon_2} \frac{\cos^2 \vartheta}{y},$$

und das gesamte Feld wird aus der Gleichung

$$E_2 = -\frac{\partial \varphi_2}{\partial y} = E'_2 + \frac{m_2}{2\pi\epsilon_2} \frac{\cos^2 \vartheta}{y^2} \quad (a \leq y \leq b) \quad (13)$$

bestimmt. Das Feld E_2 ist jetzt nicht homogen; für die mittlere Größe des Feldes können wir schreiben

$$(E_2)_m = E_3 \frac{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}{2 \varepsilon_2} + \frac{m_2}{4 \pi \varepsilon_2} \frac{1}{(a + \Delta a)^2}, \quad (14)$$

wo

$$b - a = 2 \Delta a, \quad y_m = a + \frac{b - a}{2}; \quad (\cos^2 \vartheta)_m = \frac{1}{2}.$$

Aus diesen Gleichungen können wir einige interessante Folgerungen ziehen.

Es seien zwei Glaszylinder ($\varepsilon_2 = 5$) gegeben, von denen der erste eine Flüssigkeit (ε_3) enthält, der zweite Zylinder leer ist ($\varepsilon_3 = 1$). Wir erhalten dann für die inneren Felder $(E_3)_2$ und $(E_3)_1$:

$$(E_3)_\varepsilon = \frac{2,06 E_0}{\varepsilon_3 + 1,19}, \quad (E_3)_1 = 0,94 E_0. \quad (15)$$

Für die gesamten Felder im Glas bekommen wir in beiden Fällen:

$$(E_2)_\varepsilon = 0,305 \left[1 + \frac{0,56}{\varepsilon_3 + 1,19} \right], \quad (E_2)_1 = 0,384 E_0. \quad (16)$$

Das Verhältnis dieser Felder ist gleich:

$$(E_2)_\varepsilon : (E_2)_1 = 0,795 \left[1 + \frac{0,56}{\varepsilon_3 + 1,19} \right]. \quad (17)$$

Wir sehen also, daß das Feld (also auch die Erwärmung) im Glas des leeren Zylinders größer ist als das Feld im gefüllten Zylinder. Daraus erklärt sich die bekannte Tatsache, daß im halbgefüllten Probierzylinder das Glas im leeren Teile des Zylinders sich stark erwärmt (natürlich ruft die Flüssigkeit, die den relativ kalten Teil des Glases berührt und eine große Wärmekapazität hat, eine zusätzliche Abkühlung des Glases hervor, wenn die Erwärmung der Flüssigkeit im Felde kleiner ist als die Glaserwärmung).

Die ungleichmäßige Erwärmung der Flüssigkeit (die Verschiedenheit in tiefen und hohen Schichten der Flüssigkeit kann 400% erreichen, wobei die höhere Schicht sich am stärksten erwärmt) kann auch teilweise dieser vergrößerten Erwärmung des Glases im leeren Teil des Zylinders zugeschrieben werden; selbstverständlich kann in diesem Falle auch die Konvektion der Flüssigkeit eine gewisse Rolle spielen.

Endlich ist es hiernach möglich, die bekannte Erscheinung der sehr starken Erwärmung des Schwanzes und der Pfoten bei kleinen Tieren (Mäuse, Kaninchen usw.), die sich im hochfrequenten Kondensatorfelde befinden, zu erklären.

Nehmen wir an, daß die Pfote aus zwei Zylindern besteht¹⁾ (den Knochen mit der DK $\varepsilon_3 = 6$ und dem Gewebe mit der DK $\varepsilon_2 = 81$), so finden wir mit Hilfe derselben Gleichungen:

$$E'_2 = 0,537 E_3; \quad m_2 = -232 a^2 E_3.$$

Weiter finden wir

$$E_0 = E'_1 = 21,7 E_3 \left[1 - 0,84 \left(\frac{a}{a + 2 \Delta a} \right)^2 \right]. \quad (18)$$

Und das gesamte Feld im Gewebe wird gleich

$$E_2 = E'_2 + \frac{m_2 E_3}{4 \pi \varepsilon_2 [a + \Delta a]^2} = 0,537 E_3 \left[1 - 0,43 \left(\frac{a}{a + \Delta a} \right)^2 \right].$$

Die Felder E_3 und E_2 sind also mit dem äußeren Felde durch die Gleichungen verknüpft:

$$E_3 = \frac{0,046 E_0}{1 - 0,84 \left(\frac{a}{a + \varepsilon \Delta a} \right)^2}, \quad E_2 = 0,025 E_0 \frac{1 - 0,43 \left(\frac{a}{a + \Delta a} \right)^2}{1 - 0,84 \left(\frac{a}{a + 2 \Delta a} \right)^2}. \quad (19)$$

Bei kleinen Δa erhalten wir für das Feld E_2 :

$$E_2 = 0,089 E_0 \left[1 - \frac{19,5}{21 + \frac{a}{\Delta a}} \right]. \quad (20)$$

Die Gleichungen (19) und (20) zeigen, daß bei der Verkleinerung Δa die Felder E_3 und E_2 zunehmen. Daraus folgt, daß die Pfoten und der Schwanz, die mit einer dünnen Gewebsschicht bedeckt sind, am stärksten erwärmt werden müssen, was man in Wirklichkeit auch tatsächlich sehr deutlich beobachtet.

§ 4. Die Abkühlung der Objekte. Betrachten wir jetzt die Frage der Abkühlung der Objekte, die sich in einem Glaszylinder befinden und von einer flüssigen Schicht umgeben sind. Wir wollen annehmen, daß die Glaswände des Probierzylinders so dünn sind, daß sie selbst keine merkliche Änderung des Feldes im inneren Raume hervorrufen können (vgl. § 3).

Dann haben wir wieder den Fall zweier Zylinder; die DK des inneren Zylinders sei gleich ε_3 (der Halbmesser a); für den äußeren Zylinder hätten wir entsprechend ε_2 und b .

¹⁾ Vgl. z. B. N. Malov, Phys. ZS. **34**, 833, 1933.

In Abwesenheit des äußeren Zylinders wäre das innere Feld durch folgende Gleichung bestimmt:

$$(E_3)_0 = \frac{2 E_0}{1 + \varepsilon_3}. \quad (10)$$

Im Falle der beiden Zylinder wäre das innere Feld durch folgende Gleichung gegeben:

$$E_3 = \frac{4 \varepsilon_2 E_0}{(\varepsilon_2 + 1)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) + (\varepsilon_2 - 1)(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)(a/b)^2}$$

Das Verhältnis der Felder ist gleich:

$$E_3 : (E_3)_0 = \frac{2 \varepsilon_2 (\varepsilon_3 + 1)}{(\varepsilon_2 + 1)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3) + (\varepsilon_2 - 1)(\varepsilon_3 - \varepsilon_2)(a/b)^2}. \quad (21)$$

Wir wollen noch einige besondere Fälle untersuchen:

a) $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$, d. h. die inneren und äußeren Flüssigkeiten sind die gleichen. In diesem Falle gibt die Gleichung (21):

$$E_3 : (E_3)_0 = \frac{2 \varepsilon_3 (\varepsilon_3 + 1)}{2 \varepsilon_3 (\varepsilon_3 + 1)} = 1. \quad (22)$$

D. h., es finden keine Änderungen des inneren Feldes statt (da der Einfluß der Glaswände nicht mit in Betracht gezogen worden war, ist dieses Ergebnis ganz augenscheinlich).

b) Wenn die Abkühlung mit Wasser erfolgt ($\varepsilon_2 = 81$), so erhalten wir

$$E_3 : (E_3)_0 = \frac{162 (\varepsilon_3 + 1)}{82 (81 + \varepsilon_3) + 80 (\varepsilon_3 - 81)(a/b)^2}. \quad (23)$$

Ist die DK der zu untersuchenden Flüssigkeit klein (z. B. nehmen wir an, daß $\varepsilon_3 = 6$), so gibt die Gleichung (23):

$$E_3 : (E_3)_0 = \frac{0,159}{1 - 0,84 (a/b)^2}. \quad (24)$$

Soll die Feldveränderung klein sein, so müssen die Halbmesser a und b beinahe gleich sein. Die Dicke der Flüssigkeitsschichten soll aber größer sein als die Dicke der Glaswände; also sehen wir, daß die Abkühlung ohne Feldverzerrung unmöglich ist.

Bei großen Werten von b wird das Feld in der zu untersuchenden Flüssigkeit verkleinert. Da der Halbmesser b mindestens gleich $2a$ sein muß, so wird das innere Feld etwa auf den fünften Teil verkleinert. Bei noch dickeren Schichten des Wassers kann das innere Feld etwa sechsfach kleiner sein als das Feld ohne Abkühlung.

c) Wenn aber eine Flüssigkeit mit großer DK (z. B. $\epsilon_3 = 81$) mittels einer Flüssigkeit, die eine kleine DK hat (z. B. $\epsilon_2 = 6$), abgekühlt wird, so finden wir

$$E_3 : (E_3)_0 = \frac{1,62}{1 + 0,62 (a/b)^2}, \quad (25)$$

und im Normalfalle ($b = 2a$) wird das innere Feld um etwa 1,4mal vergrößert; bei steigenden Werten des Halbmessers b ist die Feldvergrößerung etwa 1,6mal.

Also bei der Abkühlung eines Objektes muß die Dicke der abkühlenden Flüssigkeit groß genug (etwa $b = 2a$) und ihre DK der DK des Objektes beinahe gleich sein.

Für eine experimentelle Prüfung dieser Ergebnisse wurden die Gefäße aus drei koaxialen Zylindern hergestellt. Verschiedene Flüssigkeiten (destilliertes Wasser, Transformatorenöl, Glycerin) wurden geprüft. Es ist zu bemerken, daß die Erwärmung der Glaswände und der Übergang dieser Wärme in die Flüssigkeiten die Meßergebnisse beeinflußt, so daß eine genaue Prüfung unmöglich ist. Qualitativ wurden die Ergebnisse der Rechnung indessen ziemlich gut bestätigt, wie im Falle zweier Zylinder, so auch, wenn alle drei Zylinder mit Flüssigkeiten gefüllt waren, oder wenn man nur den inneren und äußeren Zylinder gefüllt hatte, der mittlere Zylinder aber leer blieb. Da die entsprechenden Berechnungen keine große praktische Bedeutung haben können, werden sie hier nicht angeführt.

§ 5. *Der Tropfen einer Flüssigkeit in einer anderen Flüssigkeit.* Wenn wir die entsprechenden Gleichungen auf den Fall kugelförmiger Körper anwenden¹⁾, so finden wir, daß im Falle einer kleinen Kugel, die die DK ϵ_3 hat und sich in einem unbegrenzten Mittel mit DK ϵ_2 befindet, das Feld in der Kugel gleich ist:

$$E_3 = \frac{3\epsilon_2}{2\epsilon_2 + \epsilon_3} E_2. \quad (26)$$

Wenn aber das Mittel ganz homogen ist ($\epsilon_3 = \epsilon_2$), so wird das Feld in der inneren Kugel gleich

$$(E_3)_0 = E_2 \frac{\epsilon_2}{\epsilon_3}. \quad (27)$$

Das Verhältnis der Felder beträgt also

$$E_3 : (E_3)_0 = \frac{3\epsilon_3}{2\epsilon_2 + \epsilon_3} = \frac{3}{1 + \frac{2\epsilon_2}{\epsilon_3}}. \quad (28)$$

¹⁾ F. Ollendorf, Potentialfelder der Elektrotechnik. Berlin 1928.

Bei $\epsilon_3 > \epsilon_2$ wird das Feld in unserer Kugel verstärkt. Befindet sich ein Wassertropfen ($\epsilon_3 = 81$) in einem großen Gefäße mit Transformatorenöl ($\epsilon_2 = 5$), so ist die Feldsteigerung gleich:

$$E_3 : (E_3)_0 = 2,68.$$

Man kann sich denken, daß diese Feldsteigerung ein Sieden der Wassertropfen im Transformatorenöl hervorrufen kann, was im hochfrequenten Kondensatorfelde auch oft beobachtet wird, wenn das Öl ganz kalt ist.

§ 6. *Zusammenfassung.* Es wird eine Berechnung des elektrischen Feldes in zylindrischen Dielektrika ausgeführt. Auf Grund dieser Berechnung werden einige Erscheinungen erklärt, die man bei der Erwärmung von Flüssigkeiten und Geweben im hochfrequenten Kondensatorfelde beobachtet. Weiter werden die Bedingungen der Abkühlung der zu untersuchenden Objekte sowie auch die durch die Abkühlung hervorgerufenen Feldverzerrungen diskutiert.

Moskau, Staatliches Röntgeninstitut, den 11. Juni 1934.

Die Absorptionsspektren der Dämpfe der Halogenverbindungen von dreiwertigem Wismut und Antimon.

Von **K. Butkow** in Leningrad.

Mit 4 Abbildungen. (Eingegangen am 1. Juli 1934.)

Die Absorption der Dämpfe von BiJ_3 , BiBr_3 und SbJ_3 ist auf dem Gebiet von 7000 bis 2000 Å untersucht worden. Die Betrachtung der Siedetemperaturen läßt die untersuchten Moleküle zu den Atomverbindungen rechnen. — Die langwelligen Absorptionsmaxima sind mit einer Photodissoziation der Moleküle bei Abspaltung des angeregten Halogenatoms verbunden.

§ 1. Einleitung. Die Untersuchung der Absorptionsspektren der BiJ_3 , BiBr_3 und SbJ_3 -Dämpfe ist die Weiterentwicklung der Arbeiten des Verfassers in der Untersuchung der Absorptionsspektren der Dämpfe von Halogenverbindungen einwertiger [Tl^1), Cu^2), Au^2)] und zweiwertiger [Pb^3), Cd^3), Zn^3), Hg^3), Sn^4)] Metalle.

Die Untersuchung der dreiatomigen Moleküle MX_2 (M = Metall, X = Halogen) hat gezeigt, daß bei der Photodissoziation schwach polarer Moleküle mindestens eins von den Zerfallsprodukten sich im angeregten Zustande befindet, während stark polare dreiatomige Moleküle auch in nicht angeregte Teile zerfallen können. Die entsprechende Gesetzmäßigkeit für zweiatomige Moleküle des MX -Typus wurde erst von Franck und Kuhn festgestellt ⁵).

Gehen wir darum zur Erörterung der Art der chemischen Bindung der vieratomigen RX_3 -Moleküle (R — Bi , Sb , As , P) über. Betrachten wir die Siedepunkte (SP.) der Tabelle 1, so sehen wir, daß die Siedetemperaturen von RX_3 nicht hoch liegen und einen für die Halogenatomverbindungen charakteristischen Gang haben ⁶). Sie nahmen nämlich beim Übergang von den Fluoriden zu den Jodiden zu. Bei Abnahme des Ionisationspotentials des Metalls (I_M) und der Zunahme des Dipolmoments (μ) (bei $\text{X} = \text{Const}$) nehmen die Siedetemperaturen zu, ein Hinweis darauf, daß in den betreffen-

¹) K. Butkow, ZS. f. Phys. **58**, 232, 1929; Sinaida Boizowa u. K. Butkow, Phys. ZS. d. Sowjetunion 1934, im Druck. — ²) K. Butkow u. Sinaida Boizowa, ebenda **5**, 393, 1934. — ³) K. Butkow, ebenda **4**, 577, 1933. — ⁴) K. Butkow, ebenda 1934, im Druck. — ⁵) J. Franck u. H. Kuhn, ZS. f. Phys. **43**, 164; **44**, 607, 1927. — ⁶) F. London, ZS. f. Phys. **63**, 245, 1930; ZS. f. phys. Chem. (B) **11**, 222, 1930.

den Verbindungen wie die Polarisierbarkeit so auch das Dipolmoment die Siedetemperaturen beeinflusst¹⁾.

Tabelle 1²⁾.
Siedepunkte und Dipolmomente.

I_M	(keal/Mol) R	237 P	230 As	192 Sb	167 Bi
RJ_3	SP. $\mu \cdot 10^{18}$	— 0,0	400 0,96	400 1,58	~ 500 —
RBr_3	SP. $\mu \cdot 10^{18}$	173 0,61	221 1,6	280 2,47	453 —
RCl_3	SP. $\mu \cdot 10^{18}$	73,5 0,8—0,9	122 ~ 2,0	220 3,12	447 —
RF_3	SP. $\mu \cdot 10^{18}$	— 95 —	63 2,65	— —	— —

Die oben erwähnten RX_3 -Moleküle wollen wir also zu den polaren Atomverbindungen rechnen und folglich annehmen, daß bei der Photo-dissoziation wenigstens eins der Zerfallsprodukte sich im angeregten Zustande befindet.

§ 2. Absorptionsspektren von BiJ_3 , $BiBr_3$ und SbJ_3 . Um die Absorptionsspektren der BiJ_3 -, $BiBr_3$ - und SbJ_3 -Dämpfe in dem Gebiet von 7000 bis 2000 Å zu untersuchen, wurde dieselbe Apparatur angewandt wie bei den dreiatomigen MX_2 -Molekülen³⁾.

Beim Erhitzen des BiJ_3 auf 240° C in einem ausgepumpten und abgeschmolzenen Quarzgefäß tritt gegen 2000 Å (Untersuchungsgrenze) eine kontinuierliche, sich bei Erhöhung der Temperatur (und auch des Dampfdruckes) nach den langen Wellen hin fortpflanzende Absorption ein. Es sind unzweideutig die Absorptionsmaxima 4150, 3386 und 2810 Å festgestellt worden. Die allmähliche Entwicklung des Absorptionsspektrums ist in Fig. 1 dargestellt. Längs der Abszissenachse sind die Grenzen der Absorptionsmaxima (in Volt) eingetragen, und die Ordinaten sind den umgekehrten Temperaturen (in absoluten Graden) proportional. Bei einer

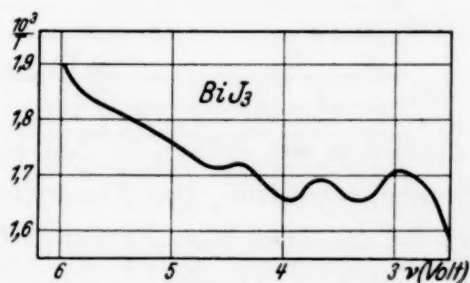


Fig. 1.

¹⁾ Vgl. A. E. van Arkel u. J. H. de Boer, Chemische Bindung usw. 1931.
— ²⁾ Die Dipolmomente sind der Arbeit von Mary S. Malone u. A. L. Ferguson (Journ. Chem. Phys. 2, 99, 1934) entnommen. — ³⁾ K. Butkow, Phys. ZS. d. Sowjetunion 4, 577, 1933.

Temperatur von 360°C erreicht die langwellige Grenze 4980 \AA ($2,48\text{ Volt}$). Wie aus Fig. 1 zu ersehen, treten bei Erhöhung des Dampfdruckes des BiJ_3 die Maxima in der Reihenfolge $3 \rightarrow 1 \rightarrow 2$ auf.

Das Absorptionsspektrum des BiBr_3 ist bei Temperaturen von 160 bis 295°C untersucht worden. Bei 160°C setzt die Absorption gegen 2000 \AA ein und erstreckt sich bei Steigerung der Temperatur in Form eines kontinuierlichen Spektrums in der langwelligen Richtung. Es sind die Absorptionsmaxima von 3225 und 2660 \AA festgestellt worden. Die Entwicklung des

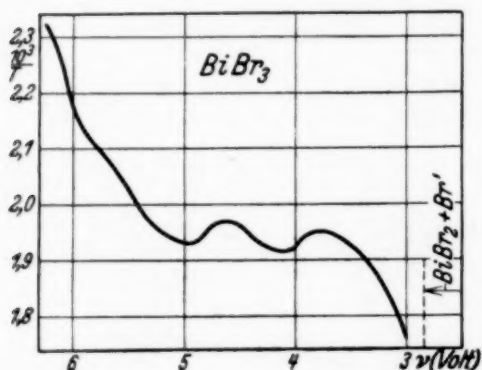


Fig. 2.

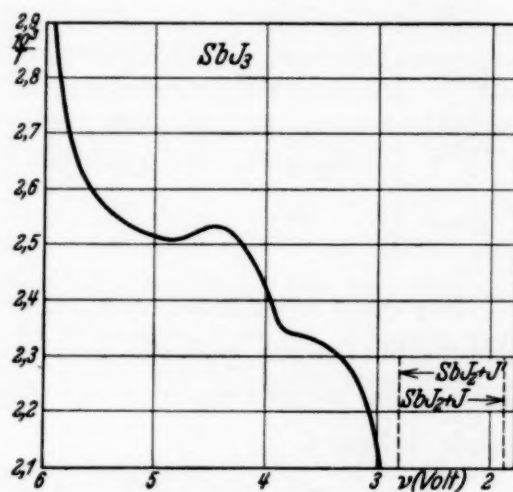
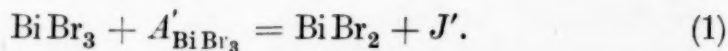


Fig. 3.

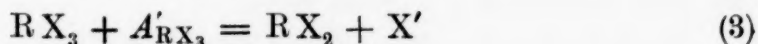
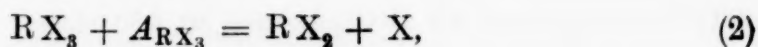
Spektrums ist in Fig. 2 wiedergegeben. Bei einer Temperatur von 295°C erreicht die langwellige Grenze des ersten Maximums 4120 \AA ($3,0\text{ Volt}$). In Fig. 2 zeigt der Pfeil die Abspaltungsenergie des angeregten Bromatoms, nämlich die Energie der Reaktion (1):



Gehen wir sodann zu den bei der Untersuchung von SbJ_3 erhaltenen Ergebnissen über. Das Absorptionsspektrum des SbJ_3 -Dampfes ist ebenso wie bei den oben betrachteten BiJ_3 - und BiBr_3 -Verbindungen kontinuierlich. Es sind zwei Absorptionsmaxima, 3430 und 2770 \AA , festgestellt worden. Die Entwicklung des Absorptionsspektrums zeigt Fig. 3. Bei einer Temperatur von 204°C erreicht die langwellige Grenze des ersten Maximums 4150 \AA ($2,97\text{ Volt}$). Die Pfeile in Fig. 2 zeigen die Abspaltungsenergie der Jodatome von dem SbJ_3 -Molekül im normalen und im angeregten Zustande.

§ 3. Deutung der Ergebnisse. Der Vergleich der langwelligen Grenzen der ersten Absorptionsmaxima der RX_3 -Moleküle mit Dissoziationsenergien

nach den Gleichungen (2) und (3) führt zu der Schlußfolgerung (siehe Tabelle 2), daß die in § 1



ausgesagte Annahme eines Zusammenhanges des ersten Absorptionsmaximums mit der Photodissoziation nach der Gleichung (3) sich experimentell bewährt. Da die Angaben über die Energieniveaus der RX_2 -Radikale fehlen, lassen sich zur Zeit die übrigen Absorptionsbanden nicht interpretieren.

Tabelle 2 (in Volt).

	Langwellige Grenze des ersten Maximums	A'_{RX_3}	A_{RX_3} ¹⁾
SbJ_3	2,97	2,81	1,87
BiBr_3	3,00	2,84	2,39

Für die Abspaltungsenergie des Jodatoms von dem BiJ_3 -Molekül erhalten wir demnach:

$$A_{\text{BiJ}_3} \sim 2,48 - 0,94 = 1,54 \text{ (} \sim 35 \text{ kcal/Mol.)}$$

Der Vergleich der Absorptionsspektren der RX_3 -Dämpfe mit den Absorptionsspektren entsprechender Lösungen kann einige Schlußfolgerungen auf die Natur der Lösungen zulassen. Das Absorptionsspektrum der BiBr_3 -Lösung in Äthyläther ist bis 2500 Å untersucht worden²⁾. Die erste Absorptionsbande des BiBr_3 -Dampfes stimmt mit der Absorptionsbande der Lösung (3225 Å) überein, was auf das Vorhandensein von BiBr_3 -Molekülen in der Lösung hinzuweisen scheint. Die zweite Absorptionsbande des Dampfes ist im Spektrum der Lösung nicht festgestellt worden.

Die langwelligen Grenzen der kontinuierlichen Spektren für BiCl_3 (3,35 Volt) und SbCl_3 (3,80 Volt) wurden vor kurzem von Trivedi²⁾ er-

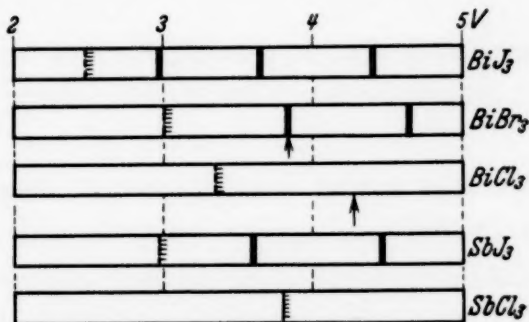


Fig. 4.

¹⁾ Die Werte A_{RX_3} sind von B. Popow [ZS. f. phys. Chem. (russisch) 1934] berechnet worden. — ²⁾ H. Trivedi, Bull. Acad. Agra and Oudh Allahabad (India) 3, 23, 1933.

halten, und es ist von Interesse, festzustellen, ob die BiCl_3 - und SbCl_3 -Absorptionsspektren nicht auch Absorptionsmaxima haben, da in dem Absorptionsspektrum der BiCl_3 -Lösung in Äthyläther eine Absorptionsbande bei 2880 Å gefunden worden ist¹⁾.

In Fig. 4 werden die Absorptionsmaxima (kontinuierliche Linien) und die langwelligen Grenzen (punktierte Linien) der untersuchten BiJ_3 -, BiBr_3 - und SbJ_3 -Spektren, sowie die langwelligen Spektralgrenzen von BiCl_3 und SbCl_3 nach Trivedi miteinander verglichen. Die Pfeile zeigen die Lage der Absorptionsmaxima der BiBr_3 - und BiCl_3 -Lösungen in Äthyläther nach Schaefer und Hein.

Leningrad, UdSSR., MolekülbauLaboratorium des Physikalischen Instituts der Universität.

¹⁾ K. Schaefer u. F. Hein, ZS. f. anorg. Chem. **100**, 249, 1917.

Absorptionsspektrum des Zinnsulfiddampfes.

Von **K. Butkow** und **W. Tschassowenny** in Leningrad.

(Eingegangen am 1. Juli 1934.)

Das Absorptionsspektrum des SnS-Dampfes ist in dem Gebiet von 3800 bis 2530 Å untersucht worden. Es sind zwei Bandensysteme mit Abschattierung nach der roten Seite hin festgestellt. Es sind die Kantenformeln angegeben. Das experimentell erhaltene Grundschrwingungsquant stimmt mit dem theoretisch berechneten Schwingungsquant überein.

Da man es bei den meisten Verbindungen des MO- oder MS-Typus (M = Metall) mit einer geringen Flüchtigkeit zu tun hat, wurde die Untersuchung der Molekülspektren der Oxyde hauptsächlich nach der Emissionspektrenmethode ausgeführt; bisher sind nur die ZnO-, CdO-, SnO- und PbO-Absorptionsspektren beobachtet worden. Auch die Molekülspektren MS sind sehr wenig gemessen worden, was das hiesige Laboratorium veranlaßt hat, die systematische Untersuchung der Sulfid-, Selenid- und Telluridspektren zu unternehmen. Zu Beginn unserer Arbeit waren nur die Kantenformeln $\text{GeS}^1)$ und $\text{MgS}^2)$ bekannt.

Die Untersuchung des Absorptionsspektrums des SnS-Dampfes wurde mit der früher beschriebenen Einrichtung des hiesigen Laboratoriums³⁾ (großer Spektrograph der Firma Schmidt & Haensch) bei Temperaturen von 600 bis 840° C ausgeführt.

Im Gebiet von 3800 bis 2580 Å sind über 130 Banden mit Abschattierung nach der roten Seite hin gemessen worden. Der Messungsfehler beträgt für die Mehrzahl der Banden $\pm 0,2$ Å.

Nach der Analyse des erhaltenen SnS-Spektrums haben sich zwei Bandensysteme feststellen lassen. Das System A liegt im Gebiet von 3799,0 bis 3276,7 Å und wird durch die Kantenformel (1) ausgedrückt:

$$\nu = 30280,5 + 315,6 \left(v' + \frac{1}{2}\right) - 0,59 \left(v' + \frac{1}{2}\right)^2 - 484,5 \left(v'' + \frac{1}{2}\right) + 0,50 \left(v'' + \frac{1}{2}\right)^2. \quad (1)$$

Das zweite System (B) liegt im Gebiet von 3164,2 bis 2580 Å und findet seinen Ausdruck in der Formel (2):

$$\nu = 34868,3 + 288,3 \left(v' + \frac{1}{2}\right) - 1,255 \left(v' + \frac{1}{2}\right)^2 - 484,5 \left(v'' + \frac{1}{2}\right) + 0,50 \left(v'' + \frac{1}{2}\right)^2. \quad (2)$$

¹⁾ C. V. Shapiro, R. C. Gibbs u. J. R. Johnson, Phys. Rev. **37**, 1709, 1931. — ²⁾ H. A. Wilhelm, Iowa State Coll. Journ. Sci. **6**, 475, 1932. —

³⁾ K. Butkow u. Sinaida Boizowa, Phys. ZS. d. Sowjetunion **5**, 393, 1934.

In den Formeln (1) und (2) bezeichnet v ($= 0, 1, 2, 3 \dots$) die wahre Schwingungsquantenzahl (ganzzahlig). Das Grundschwingungsquant SnS ist also gleich $\omega_{\text{SnS}} = 484 \text{ cm}^{-1}$.

Wir berechnen ω_{SnS} nach den Grundschwingungsquanten der Moleküle von SnO [824]¹⁾, GeS [580]²⁾ und GeO [984 cm^{-1}]³⁾. Wenn wir annehmen, daß verwandte Verbindungen den Dissoziationsenergien proportionale Konstanten der quasielastischen Kraft haben, so erhalten wir

$$\frac{\omega_{\text{SnS}}}{\omega_{\text{SnO}}} = \sqrt{\frac{D_{\text{SnS}} \cdot \mu_{\text{SnO}}}{D_{\text{SnO}} \cdot \mu_{\text{SnS}}}}, \quad (3)$$

wo D und μ bzw. die Dissoziationsenergie und die reduzierte Masse bezeichnen. Wir erhalten ebenfalls

$$\frac{\omega_{\text{GeS}}}{\omega_{\text{GeO}}} = \sqrt{\frac{D_{\text{GeS}} \cdot \mu_{\text{GeO}}}{D_{\text{GeO}} \cdot \mu_{\text{GeS}}}}. \quad (4)$$

Aus den Gleichungen (3) und (4) erhalten wir unter der Annahme

$$\frac{D_{\text{SnS}}}{D_{\text{SnO}}} = \frac{D_{\text{GeS}}}{D_{\text{GeO}}};$$

$$\frac{\omega_{\text{SnS}} \cdot \omega_{\text{GeO}}}{\omega_{\text{SnO}} \cdot \omega_{\text{GeS}}} = \sqrt{\frac{\mu_{\text{SnO}} \cdot \mu_{\text{GeS}}}{\mu_{\text{SnS}} \cdot \mu_{\text{GeO}}}},$$

woraus $\omega_{\text{SnS}} = 472 \text{ cm}^{-1}$ folgt, ein mit dem experimentell gefundenen 484 cm^{-1} übereinstimmender Wert.

Während die vorliegenden Untersuchungen im Gange waren, wurden die im Laboratorium von Prof. Dr. M. N. Saha über die Absorptionsspektren der Zink⁴⁾-, Cadmium⁴⁾-, Quecksilber⁴⁾- und Bleisulfide⁵⁾ ausgeführten Arbeiten veröffentlicht. Alle genannten Verbindungen haben kontinuierliche Spektren mit zwei oder drei Absorptionsmaxima gegeben.

Die Untersuchung des SnS - sowie des SnSe - und des SnTe -Spektrums wird bei uns unter größerer Dispersion (Gitterspektrograph) fortgesetzt. Ebenso ist die Untersuchung der Spektren von Nickelverbindungen mit Schwefel, Selen und Tellur im Gange (Sinaida Boizowa).

Leningrad, UdSSR., MolekülbauLaboratorium des Physikalischen Instituts der Universität.

¹⁾ P. C. Mahanti, ZS. f. Phys. **68**, 114, 1931. — ²⁾ C. V. Shapiro, R. C. Gibbs u. J. R. Johnson, l. c. — ³⁾ R. W. Shaw, Phys. Rev. **43**, 1043, 1933. — ⁴⁾ P. K. Sen Gupta, Proc. Roy. Soc. London (A) **143**, 438, 1934. — ⁵⁾ R. S. Sharma, Bull. Acad. Agra and Oudh Allahabad (India) **3**, 17, 1933.

Berichtigung zu der Arbeit: Über die Selbstenergie des Elektrons¹⁾.

Von V. Weisskopf in Zürich.

(Eingegangen am 20. Juli 1934.)

Auf S. 38 der oben zitierten Arbeit befindet sich ein Rechenfehler, der das Resultat der Rechnung für die elektrodynamische Selbstenergie des Elektrons nach der Löchertheorie Diracs in entscheidender Weise verfälscht hat. Ich bin Herrn Furry (University of California, Berkeley) für die lebenswürdige Mitteilung desselben zu großem Dank verpflichtet.

Der Grad der Divergenz der Selbstenergie in der Löchertheorie ist *nicht*, wie in l. c. behauptet wurde, ebenso groß wie in der Diracschen Einelektronentheorie, die Divergenz ist nur eine logarithmische. Der Ausdruck für den elektrostatischen und elektrodynamischen Teil der Selbstenergie E eines Elektrons mit dem Impuls p lautet nun richtig in den l. c. verwendeten Bezeichnungen:

$$E = E^S + E^D,$$

$$E^S = \frac{e^2}{h \sqrt{m^2 c^2 + p^2}} (2 m^2 c^2 + p^2) \int_{k_0}^{\infty} \frac{dk}{k} + \text{endl. Glieder},$$

$$E^D = \frac{e^2}{h \sqrt{m^2 c^2 + p^2}} (m^2 c^2 - \frac{4}{3} p^2) \int_{k_0}^{\infty} \frac{dk}{k} + \text{endl. Glieder}.$$

Zum Vergleiche seien die auf Grund der Einelektronentheorie gewonnenen Ausdrücke angeführt:

$$E^S = \frac{e^2}{h} \int_0^{\infty} dk + \text{endl. Glieder},$$

$$E^D = \frac{e^2}{h} \left[\frac{m^2 c^2}{p \sqrt{m^2 c^2 + p^2}} \lg \frac{\sqrt{m^2 c^2 + p^2} + p}{\sqrt{m^2 c^2 + p^2} - p} - 2 \right] \int_0^{\infty} dk + \frac{2 e^2}{h \sqrt{m^2 c^2 + p^2}} \int_0^{\infty} k dk.$$

Der Rechenfehler entstand bei der Umformung des elektrodynamischen Anteils E^D für den Fall der Löchertheorie:

$$E^D = J_+^k(\vec{p}) - J_-^k(\vec{p}) \quad k = 1 \text{ oder } 2,$$

¹⁾ V. Weisskopf, ZS. f. Phys. **89**, 27, 1934.

wobei $J_+^k(\vec{p})$ auf S. 38 in l. c. definiert ist, hingegen

$$J_-^k(\vec{p}) = -\frac{e^2}{2\pi\hbar} \int \frac{d\vec{k}}{k} \frac{P P_+ + \frac{1}{k^2} (\vec{k} \vec{p})^2 + (\vec{k} \vec{p}) + m^2 c^2}{P P_+ (P + P_+ + k)}$$

und nicht gleich der Größe $J_-^k(\vec{p})$ ist, von der es sich nur durch ein Vorzeichen unterscheidet. Ebenso ist für die Selbstenergie des Vakuums

$$E_{\text{vak}}^D = \sum_{k=1,2} \int J_-^k(\vec{p}) d\vec{p}$$

zu setzen.

Infolge des neuen Resultats bedarf die in Anmerkung 4 der Arbeit aufgeworfene Frage einer erneuten Prüfung, ob die Wentzelsche Methode¹⁾, durch geeignete Grenzübergänge die unendliche Selbstenergie zu vermeiden, in der Löchertheorie nicht doch zum Ziele führen könnte.

¹⁾ G. Wentzel, ZS. f. Phys. **86**, 479, 635, 1933.

Autorenregister.

- Alfvén, Hannes und Ohlin, Per. Ein neuer Impulszähler. S. 416.
- Alichanjan, A. und Kosman, M. Die Absorption harter Röntgenstrahlen im Blei. S. 779.
- Alichanow, A. I. und Kosodaew, M. S. Emission positiver Elektronen aus einer radioaktiven Quelle. S. 249.
- Asbach, H. R. s. Hiedemann, E.
- Bandermann, W. H. E. Beitrag zur quantitativen photographischen Photometrie. S. 266.
- Baumgardt, Ludwig. Über die Verallgemeinerung des Michelson-Versuches. S. 327.
- Bethe, H. Zur Kritik der Theorie der Supraleitung von R. Schachenmeier. S. 674.
- Blüh, Grete und Blüh, Otto. Untersuchungen über thermische Diffusion in Gasgemischen. S. 12.
- Otto s. Blüh, Grete S. 12.
- Bolla, G. Neue Frequenzen im Raman-Spektrum des Äthylalkohols. S. 607.
- Bomke, Hans. Über die Berechnung der äußeren Austrittsarbeit W_a aus der Kompressibilität. S. 542.
- Brandt, A. F. s. Füchtbauer, Chr.
- Burger, H. C. und Cittert, P. H. van. Bemerkung zu der Arbeit von L. Farkas und S. Levy: „Messung der Intensitätsverteilung und Breite von prädissoziierenden Linien des AlH-Moleküls.“ S. 70.
- Butkow, K. Die Absorptionsspektren der Dämpfe der Halogenverbindungen von dreiwertigem Wismut und Antimon. S. 810.
- und Tschassowenny, W. Absorptionsspektrum des Zinnsulfiddampfes. S. 815.
- Cartwright, C. Hawley u. Czerny, M. Durchlässigkeitsmessungen im Spektralbereich von 50 bis 240 μ . S. 480.
- Cartwright, C. Hawley u. Czerny, M. Dispersionsmessungen am NaCl und KCl im langwelligen Ultrarot. II. S. 457.
- Cassel, H. und Tohmfor, E. Über den Photoeffekt dünnster Schichten organischer Moleküle an der Grenze Wasser/Luft. S. 427.
- Cavalloni, Ferenc. Über die relativen Intensitäten der Banden des $N_2\alpha$ -Systems, gemessen im Vakuumbogen und im Nachleuchten des aktiven Stickstoffes. Anregungsfunktion des Stickstoffnachleuchtens. S. 342.
- Cittert, P. H. van s. Burger, H. C.
- Courvoisier, L. Ist die Lorentz-Kontraktion vom Brechungsindex abhängig? S. 48.
- Császár, E. Die Verallgemeinerung der Formel der schwarzen Strahlung. S. 667.
- Czerny, M. Eine Methode zur Messung kleiner Ausschläge bei der Lichtzeigerablesung. S. 468.
- s. Cartwright, C. Hawley.
- Derewjankin, S. s. Jacyna, W.
- Diebner, K. s. Pose, H.
- Dieck, G. Untersuchungen an Ionisationskammern und Feststellung von Strahlen definierter kurzer Reichweite. S. 71.
- Dingler, Hugo. H. Helmholtz und die Grundlagen der Geometrie. S. 348.
- Dobrezow, L. Ionisation von Alkalimetallatomen auf Wolfram, Molybdän und thoriertem Wolfram. S. 788.
- Dommerich, Sofie. Festigkeitseigenschaften bewässerter Salzkristalle. VI. Richtungsabhängigkeit der Streckgrenze gleichmäßig abgelöster Steinsalzstäbchen. S. 189.
- Finkelburg, W. Über die Deutung der O_4 -Spektren und die Existenz mehratomiger Polarisationsmoleküle. S. 1.
- Fock, J. Zur Umwandlung der Ammoniumsalze: Der Einfluß des NH_4 -Radikals auf das Anion. S. 38.

- Fock, J. Das ultrarote Spektrum von Magnesiumoxyd S. 44.
- Frank, Erich. Über Reichweite und Absorption natürlicher H-Strahlen. S. 764.
- Franz, W. Über den Compton-Effekt am gebundenen Elektron. S. 623.
- Füchtbauer, Chr., Schulz, P. und Brandt, A. F. Verschiebung von hohen Serienlinien des Natriums und Kaliums durch Fremdgase, Berechnung der Wirkungsquerschnitte von Edelgasen gegen sehr langsame Elektronen. S. 403.
- Gapon, E. N. Zur Theorie des spontanen Positronzerfalls. S. 279.
- Harmsen, H., Hertz, G. und Schütze, W. Weitere Versuche zur Isotopentrennung. Reindarstellung des schweren Wasserstoffs durch Diffusion. S. 703.
- Haxel, O. Anregungsfunktion der Protonenemission des Aluminiumkerns bei hohen α -Strahl-Energien. S. 373.
- Heisenberg, W. Bemerkungen zur Diracschen Theorie des Positrons. S. 209.
- Henneberg, Walter. Über achromatische elektrische Elektronenlinsen. S. 742.
- Henning, E. und Schade, R. Messungen an Geiger-Müllerschen Zählrohren mit blanken Elektroden. S. 597.
- Hertz, G. s. Harmsen, H.
- Hiedemann, E., Asbach, H. R. und Hoesch, K. H. Die Sichtbarmachung der stehenden Ultraschallwellen in durchsichtigen festen Körpern. I. Optische Untersuchung an einem Piezo-Quarz. S. 322.
- Hoesch, K. H. s. Hiedemann, E.
- Holst, W. Über ein neues Bandenspektrum von Aluminiumhydrid. S. 728.
- Über ein neues $1\Sigma^{***} \rightarrow 1\Pi$ -System des Aluminiumhydrids. S. 735.
- und Hulthén, E. Eine Untersuchung über die Bandenspektren des Aluminiumhydrids und Aluminiumdetrices. S. 712.
- Hulthén, E. s. Holst, W.
- Jacyna, W., Derewjankin, S., Obnorsky, A. und Parfentjew, T. Zur thermodynamischen Theorie der Zustandsgleichung S. 331.
- Jäckel, Paul, s. Steubing, Walter.
- Johannson, H. Das elektrische Immersionsobjektiv als System der Braunschen Röhre. S. 748.
- Kassel, Martin. Zur Strukturempfindlichkeit des Tieftemperatur-Ionenleitvermögens von Steinsalzkrystallen. S. 287.
- Kaya, Seiji. Pulverfiguren des magnetisierten Eisenkristalls. S. 551.
- Knauer, Friedrich. Über die Streuung von Molekularstrahlen in Gasen. II. S. 559.
- König, Atty. Atomtrümmersmessungen an metallischem Natrium. S. 197.
- Kosman, M. s. Alichanjan, A.
- Kosodaew, M. S. s. Alichanow, A. I.
- Kudrjawzewa, W. Über die ultraviolette Fluoreszenz der röntgenisierten Steinsalzkrystalle. S. 489.
- Kullenberg, B. Zum Starkeffekt in Helium. S. 567.
- Mahajan, L. D. Der Einfluß tiefen Druckes auf die Lebensdauer von flüssigen Tropfen an der Oberfläche derselben Flüssigkeit. S. 663.
- Mahnke, Diedrich. Temperaturabhängigkeit der Dauerzugfestigkeit und Zerreißfestigkeit synthetischer Steinsalzkrystalle. S. 177.
- Malov, N. N. Die Berechnung der Erwärmung von zylindrischen Körpern im Kondensatorfelde. S. 802.
- Meibom, R. v. u. Rupp, E. Berichtigung. S. 432.
- Meixner, J. Über die Streuung von schnellen Elektronen nach der Diracschen Theorie. S. 312.
- Mönch, G. Temperatureinfluß auf die Voltaspannung der Metalle. S. 433.
- Die Temperaturabhängigkeit der Voltaspannung von Kupferoxydul. S. 576.
- Neugebauer, Th. Zur Theorie der Polarisationsenergie im kubischen Gitter. S. 693.
- Obnorsky, A. s. Jacyna W.
- Ohlin, Per s. Alfvén Hannes.
- Olsson, E. Ein Bandenspektrum des Se_2 . (Vorläufige Mitteilung.) S. 138.

- Ortner, Gustav und Schintlmeister, Josef. Zur Radioaktivität von Samarium. S. 698.
- Parfentjew, T. s. Jacyna W.
- Paton, R. F. Protonenemission durch Bor und Phosphor unter der Einwirkung energiereicher α -Strahlen. S. 586.
- Petržilka, V. und Zachoval, L. Sichtbarmachung von Schwingungen einer Quarzplatte mittels der Schlierenmethode. S. 700.
- Pfundt, P. Die Druckabhängigkeit des Restionisationsstromes in ihrer Beziehung zu der Ultrastrahlungsmessung. S. 440.
- Picht, Johannes. Zur Theorie der Interferenzerscheinungen an Linsenrasterfilmen. S. 421.
- Pike, Eugene W. Beitrag zur Kenntnis des normalen Kathodenfalls. S. 319.
- Pose, H. und Diebner, K. Streuung von α -Teilchen an H-Kernen. S. 773.
- Rao, I. Ramakrishna. Ramanfrequenzen des Natriumnitrats in verschiedenen Zuständen. S. 650.
- Struktur und Polarisation der Ramanbanden des Wassers. S. 658.
- Reverdatto, Ludmila. Über die Absorption des Lichtes in NaCl-Kristallen, welche einem Elektronenbombardement unterworfen sind. S. 512.
- Rupp, E. Polarisation der Elektronen in magnetischen Feldern. S. 166.
- s. Meibom, R. v.
- Salow, H. Bemerkung zu vorstehender Arbeit „Über die Deutung der O_4 -Spektren und den Nachweis mehratomiger Polarisationsmoleküle“. S. 11.
- Schachenmeier, R. Zur Theorie der Supraleitung. Entgegnung an Herrn Bethe. S. 680.
- Schade, R. s. Henning, E.
- Schintlmeister, Josef s. Ortner, Gustav.
- Schütze, W. s. Harmsen, H.
- Schulz, P. s. Füchtbauer Chr.
- Schulze, Rudolf. Erklärungsversuch des Dunkelstromes der Alkalizellen als Glühelatronenstrom. S. 63.
- Schweikert, G. Zur Theorie der Zustandsgleichung I. S. 355.
- Sokolow, A. Über die Energieniveaus des Elektrons in einem endlichen Kristallgitter. S. 520.
- Sommermeyer, K. Die Sondencharakteristiken der Entladungen in Gasen von hohen Drucken. S. 232.
- Specht, Paul. Über den Gleichrichter- und Photoeffekt am Siliciumcarbid-detektor. S. 145.
- Steubing, Walter und Jäkel, Paul. Über die Ursache der anomalen Verschiebungen im Starkeffekt des Wasserstoffs. S. 112.
- Tartakowsky, P. Lichtelektrische Leitung und Energieniveaus der Elektronen in Kristallen. S. 504.
- Thomfor, E. s. Cassel, H.
- Trumpy, B. Raman-Effekt und Konstitution der Moleküle. VII. Depolarisation der Raman-Frequenzen cis- und trans-isomerer Verbindungen. Raman-Frequenzen in CH_2Br_2 und ihre Polarisation. S. 133.
- Tschassowenny, W. s. Butkow, K.
- Weisskopf, V. Berichtigung zu der Arbeit: Über die Selbstenergie des Elektrons. S. 817.
- Wenzel, Paul. Zur Theorie der anomalen α -Streuung. S. 754.
- Werner, Sven. Die Entladungsformen im zylindrischen Zählrohr. S. 384.
- Zachoval, L. s. Petržilka, V.

Namenregister für Band 86 bis 90.

- Ader, Heinrich s. Trautz, Max 89, 1, 12, 15.
- Aderhold, H. und Weiss, H. E. Das Ramanspektrum der Salpetersäure 88, 83.
- Akulov, N. Zur Theorie der Hall-, Nernst-, Etingshausen- und Righi-Leduc-Effekte 87, 768.
- Alam, Md. Sharf. Das Auftreten eines negativen Minimums in der Widerstands-Hysteresis-Schleife des Nickels in longitudinalen magnetischen Feldern 87, 255.
- Alfvén, Hannes und Ohlin, Per. Schwingende Elektronenröhre mit stark positivem Gitter und deren Anwendung als Thyatronersatz 89, 826.
- — Ein neuer Impulszähler 90, 416.
- Alichanjan, A. und Kosman, M. Die Absorption harter Röntgenstrahlen im Blei 90, 779.
- Alichanow, A. I. und Kosodaew, M. S. Emission positiver Elektronen aus einer radioaktiven Quelle 90, 249.
- Ardenne, Manfred von. Untersuchungen über achromatische Elektronenlinsen. 86, 802.
- Beitrag zur Elektronenoptik Braunschwerer Röhren 88, 251.
- Arzybyschew, S. Zur Kinetik der additiven Verfärbung von Alkalihalogeniden. I. 88, 260.
- und Jushakow, V. Veränderung des Widerstandes von Nickeldraht beim Spannen bei verschiedenen Temperaturen 86, 521.
- Asbach, H. R. s. Bachem, Ch. 87, 734.
- s. Hiedemann, E. 87, 442; 90, 322.
- , Bachem, Ch. und Hiedemann, E. Zur Sichtbarmachung von Ultraschallwellen in Flüssigkeiten 88, 395.
- Bachem, Ch. Die Sichtbarmachung fortschreitender Ultraschallwellen in Flüssigkeiten mittels eines Hochfrequenzstroboskops und eine neue Methode zur Bestimmung der Ultraschallgeschwindigkeit in Flüssigkeiten. 87, 738.
- Bachem, Ch. s. Asbach, H. R. 88, 395.
- und Hiedemann, E. Fehlerquellen bei optischen Schallfelduntersuchungen. I. Der Temperaturgradient vor dem Sendequarz 89, 502.
- — und Asbach, H. R. Die Sichtbarmachung stehender Ultraschallwellen in Flüssigkeiten und eine neue Methode zur Bestimmung der Ultraschallgeschwindigkeit 87, 734.
- Bandermann, W. H. E. Beitrag zur quantitativen photographischen Photometrie 90, 266.
- Barnóthy, J. und Forró, M. Über die sonnenzeitliche Periode der ungefilterten Ultrastrahlung 89, 437.
- Bartelt, Otto. Zum Tellurbogenspektrum 88, 522.
- , s. Meißner, K. W. 86, 54.
- und Eckstein, L. Zum Schwefelfunkenspektrum S II. 86, 77.
- und Klug, H. Zur Natur des Herschel-Effektes 89, 779.
- Barth, G. Über ein neuartiges Röhrengalvanometer 87, 399.
- Bath, Fritz. Zur Funkenverzögerung. 86, 275.
- Baumgardt, Ludwig. Über die Verallgemeinerung des Michelson-Versuches 90, 327.
- Baxter, A. s. Brentano, J. 89, 720.
- Beck, G. und Sitte, K. Zur Theorie des β -Zerfalls 86, 105.
- — Bemerkung zur Arbeit von E. Fermi: „Versuch einer Theorie der β -Strahlen“ 89, 259.
- Becker, R. Über die Magnetostriktion von ferromagnetischen Ellipsoiden. I. Theorie 87, 547.
- und Kornetzki, M. Einige magnetoelastische Torsionsversuche 88, 634.

- Bethe, H. Zur Kritik der Theorie der Supraleitung von R. Schachenmeier **90**, 674.
- Beutler, H. Über Absorptionsspektren aus der Anregung innerer Elektronen. I. Allgemeiner Teil **86**, 495; II. Das Quecksilberspektrum zwischen 1190 und 600 Å aus der Anregung der (5 *d*)¹⁰-Schale (Hg I^b) **86**, 710; III. Das Cadmiumspektrum zwischen 1100 und 600 Å aus der Anregung der (4 *d*)¹⁰-Schale (Cd I^b) **87**, 19.
- und Guggenheimer, K. Über Absorptionsspektren aus der Anregung innerer Elektronen. IV. Das Zn-Spektrum zwischen 1150 und 700 Å aus der Anregung der (3 *d*)¹⁰-Schale (Zn I^b). Anhang: Vergleich der Terme und ihrer Werte in Hg I^b, Cd I^b und Zn I^b **87**, 176; V. Das Dublett im Kalium-Dampf bei 660 Å aus der Anregung der (3 *p*)⁶-Schale (K I^b-Resonanz-Linien) **87**, 188. VI. Das Cs-Spektrum zwischen 1020 und 600 Å aus der Anregung der (5 *p*)⁶-Schale (Cs I^b) **88**, 25.
- Bhabha, H. J. Zur Absorption der Höhenstrahlung **86**, 120.
- Bhatnagar, S. S., Nevgi, M. B. und Khanna, Mohan Lal. Temperatur und Diamagnetismus. I. Teil. Die Suszeptibilitäten einiger aromatischer Flüssigkeiten **89**, 506.
- Birkenbeil, Heinrich. Die Spektren des Kohlebogens im roten Spektralbereich **88**, 1.
- Biskamp, Helmut. Untersuchungen an der ersten negativen Gruppe von CO⁺. **86**, 33.
- Bjerge, T. Über die Gewinnung von Radium D und Polonium **89**, 277.
- Blackman, M. Die Feinstruktur der Reststrahlen **86**, 421.
- Blank, F. Über die Geschwindigkeitsverteilung diffundierender Elektronen. **88**, 532.
- Blaton, J. Über die Intensitäten magnetischer Dipollinien **89**, 155.
- Blüh, Grete und Blüh, Otto. Untersuchungen über thermische Diffusion in Gasgemischen **90**, 12.
- Blüh, Otto. Über eine synchronarbeitende Vorrichtung für Registrierphotometer **88**, 403.
- s. Blüh, Grete **90**, 12.
- Boas, W. und Schmid, E. Zur Fließbedingung von Kristallen **86**, 828.
- Böning, P. Über einen Gleichrichteffekt bei festen Isolierstoffen **86**, 49.
- Bötzkes, Max. Intensitätsmessungen an Röntgenspektrallinien **89**, 667.
- Bolla, G. Über das Raman-Spektrum des Äthylalkohols **89**, 513.
- Neue Frequenzen im Raman-Spektrum des Äthylalkohols **90**, 607.
- Bomke, Hans. Über die Berechnung der äußeren Austrittsarbeit W_a aus der Kompressibilität **90**, 542.
- s. Rother, Franz **86**, 231; **87**, 806.
- Bothe, W. und Horn, W. Die Sekundärstrahlung harter γ -Strahlen **88**, 683.
- Bouma, P. J. s. Kast, W. **87**, 753.
- Brandt, A. F. s. Füchtbauer, Chr. **90**, 403.
- Braunbek, W. Die Ausbreitung elektromagnetischer Wellen in einem Supraleiter **87**, 470.
- Die Erzeugung weitgehend homogener Magnetfelder durch Kreisströme **88**, 399.
- Brentano, J. und Baxter, A. Bestimmung von atomaren Streuwerten für Röntgenstrahlen im Gebiet der L-Absorptionskanten **89**, 720.
- Broili, H. und Kiessig, H. Das photographische Schwärzungsgesetz bei ultraweicher Röntgenstrahlung **87**, 425.
- Brons, F. s. Coster, D. **86**, 411.
- Brüche, E. Elektronenmikroskopische Abbildung mit lichtelektrischen Elektronen **86**, 448.
- Eine neue Form des Strom-Meßsystems für die Braunsche Röhre **88**, 295.
- Büssem, Wilhelm und Gross, Friedrich. Über die Struktur und den Gasgehalt von Nickelschichten, die durch kathodische Zerstäubung hergestellt sind **86**, 135; **87**, 778.
- Burger, H. C. und Cittert, P. H. van. Bemerkung zu der Arbeit von L. Farkas und S. Levy: „Messung der Intensitätsverteilung und Breite von prädissoziierenden Linien des AlH-Moleküls“ **87**, 545; II. **90**, 70.

- Butkow, K. Die Absorptionsspektren der Dämpfe der Halogenverbindungen in dreiwertigem Wismut und Antimon **90**, 810.
- und Tschassowenny, W. Absorptionsspektrum des Zinnsulfiddampfes **90**, 815.
- Cabrera, B. und Fahlenbrach, H. Magnetische Untersuchung der gegenseitigen Beeinflussung von Kalumjodid und Wasser in der Lösung **89**, 166.
- — Über den Diamagnetismus organischer Verbindungen im Hinblick auf den Einfluß von Temperatur und Konstitution. (2. Mitteilung) **89**, 682.
- Cario, G. Das Nachleuchten des aktiven Stickstoffs **89**, 523.
- Cartwright, C. Hawley. Durchlässigkeitsmessungen im Spektralbereich von 50 bis 240 μ **90**, 480.
- und Czerny, M. Dispersionsmessungen am NaCl und KCl im langwelligen Ultrarot. II. **90**, 457.
- Cassel, H. und Tohmfor, E. Über den Photoeffekt dünnster Schichten organischer Moleküle an der Grenze Wasser/Luft **90**, 427.
- Cavalloni, Ferenc. Über die relativen Intensitäten der Banden des $N_2\alpha$ -Systems, gemessen im Vakuumbogen und im Nachleuchten des aktiven Stickstoffs. Anregungsfunktion des Stickstoffnachleuchtens **90**, 342.
- Chatterjee, L. M. Über eine Brückenmethode zur Bestimmung des Kopplungskoeffizienten eines Transformators mit Luftkern **89**, 601.
- Chramov, P. und Lwowa, L. Zur Theorie der thermomagnetischen und thermoelastischen Erscheinungen **89**, 443.
- Cittert, P. H. van s. Burger, H. C. **87**, 545; **90**, 70.
- Coster, D., Brons, F. und Ziel, A. v. d. Die sogenannte zweite positive Gruppe des Stickstoffspektrums **86**, 411.
- Courvoisier, L. Ist die Lorentz-Kontraktion vom Brechungsindex abhängig? **90**, 48.
- Császár, E. Die Verallgemeinerung der Formel der schwarzen Strahlung **90**, 667.
- Curry, J., Herzberg, L. und Herzberg, G. Spektroskopischer Nachweis und Struktur des PN-Moleküls **86**, 348.
- Custers, J. F. H. und Dippel, C. J. Die Lichtabsorption des p-Nitrosodimethylanilins **86**, 516.
- Czerlinsky, Ernst. Messungen der Dipolmomente von Stickoxydul und Äthylnitrit am Dampf **88**, 515.
- Czerny, M. Eine Methode zur Messung kleiner Ausschläge bei der Lichtzeigerablesung **90**, 468.
- s. Cartwright, C. Hawley **90**, 457.
- Dänzer, H. Über einige Wirkungen von Strahlen. VII. Eine Erweiterung der statistischen Theorie der biologischen Strahlenwirkung. 2. Teil. **89**, 421.
- s. Rajewsky, B. **89**, 412.
- Datta, A. C. s. Ghosh, P. N. **87**, 500.
- Davidson, P. M. Bemerkungen zur Quantenmechanik des anharmonischen Oszillators **87**, 364.
- Deponte, R. s. Suhrmann, R. **86**, 615.
- Derewjankin, S. s. Jacyna, W. **89**, 370; **90**, 331.
- Derjaguin, B. Molekulartheorie der äußeren Reibung **88**, 661.
- Diebner, K. s. Pose, H. **90**, 773.
- Dieck, G. Untersuchungen an Ionisationskammern und Feststellung von Strahlen definierter kurzer Reichweite **90**, 71.
- Dingler, Hugo. H. Helmholtz und die Grundlagen der Geometrie **90**, 348.
- Dippel, C. J. s. Custers, J. F. H. **86**, 516.
- Dobrezow, L. Ionisation von Alkalimetallatomen auf Wolfram, Molybdän und thoriertem Wolfram **90**, 788.
- Döpel, R. Über die Lichterregung im Wasserstoff-Kanalstrahl **87**, 356.
- Dohna, R. Gräfin zu. Untersuchungen im Schumann-Gebiet. III. Über die Spektren von Eisen, Kobalt und Nickel im Wellenlängenbereich 2000 bis 1670 Å **87**, 616.
- Dommerich, Sofie. Festigkeitseigenschaften bewässerter Salzkristalle. VI. Richtungsabhängigkeit der Streckgrenze gleichmäßig abgelöster Steinsalzstäbchen **90**, 189.

- Durau, F. Über fettlose hochvakuumdichte Metallventile **89**, 143.
- Über fettlose hochvakuumdichte Metallverschlüsse und -verbindungen **89**, 148.
- Über Verwendung von Federungskörpern in der Hochvakuumtechnik. **89**, 152.
- und Franßen, H. Über Herstellung von Kupferpulvern mit einer Hochvakuum-Fräsapparatur und über Adsorption von Gasen an diesen Pulvern **89**, 757.
- Eckardt, A., Gebauer, R. und Rausch von Traubenberg, H. Über die bei der künstlichen Lithiumzertrümmerung auftretende durchdringende Strahlung **89**, 582.
- Eckstein, L. s. Bartelt, O. **86**, 77.
- s. Meißner, K. W. **86**, 54.
- Edlén, Bengt. Wellenlängen und Termssysteme zu den Fluorspektren F VII und F VI **89**, 179.
- Wellenlängen und Terme des Fluorspektrums F V **89**, 597.
- und Söderqvist, Jonas. Neue Berechnung des Termsystems von Si IV **87**, 217.
- Eisler, H. Strommessungen in Chloroform mittels Wechselstrom **86**, 792.
- Ellis, J. W. und Kneser, H. O. Kombinationsbeziehungen im Absorptionsspektrum des flüssigen Sauerstoffs. **86**, 583.
- Emmens, H. s. Geel, W. Ch. van **87**, 220.
- Engelmann, A. und Teichmann, H. Die lichtelektrische Grenzwellenlänge von Tantalcarbid **88**, 275.
- Estermann, I. und Stern, O. Über die magnetische Ablenkung von isotopen Wasserstoffmolekülen und das magnetische Moment des „Deutons“ **86**, 132.
- Faessler, A. Die Empfindlichkeit der chemischen Analyse mit Röntgenstrahlen **88**, 342.
- s. Hevesy, G. v. **88**, 336.
- Fahlenbrach, H. s. Cabrera, B. **89**, 166, 682.
- Farkas, L. und Levy, S. Nachtrag zu unserer Arbeit: „Messungen der Intensitätsverteilung und Breite von prädissoziierenden Linien des Al H-Moleküls“.
- Zugleich Antwort auf die Bemerkung zu dieser Arbeit von den Herren Burger und van Cittert **89**, 256.
- Fermi, E. Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I. **88**, 161.
- Zur Bemerkung von G. Beck und K. Sitte **89**, 522.
- Ferrant, W. Über den Flüssigkeitsdurchschlag von negativen bis zu hohen positiven Drucken **89**, 317.
- Fesefeldt, Hans. Eine Neubestimmung der Halbwertszeit des Thoriums **86**, 605.
- Ein Beitrag zur Frage der Radioaktivität des Zinks **86**, 611.
- Finkelnburg, W. Kontinuierliche Elektronenstrahlung in Gasentladungen **88**, 297.
- Temperaturstrahlung in Funkenentladungen **88**, 763.
- Kontinuierliche Elektronenstrahlung in Funkenentladungen **88**, 768.
- Über die Deutung der O₄-Spektren und die Existenz mehratomiger Polarisationsmoleküle **90**, 1.
- Fischer, H. s. Weizel, W. **89**, 283.
- , Otto. Messung der Lichtausbeute im Argon- und Quecksilberspektrum bei Anregung durch Elektronenstoß **86**, 646.
- Flügge, S. s. Madelung, E. **87**, 432.
- Fock, J. Zur Umwandlung der Ammoniumsalze: Der Einfluß des NH₄-Radikals auf das Anion **90**, 38.
- Das ultrarote Spektrum von Magnesiumoxyd **90**, 44.
- , V. Über die Anwendbarkeit des quantenmechanischen Summensatzes **89**, 744.
- Forch, Carl. Ein Autokollimations-Spiegel-Monochromator bzw. Spektral-Apparat mit dem Öffnungsverhältnis 1:4 **89**, 87.
- Forró, M. s. Barnóthy, J. **89**, 437.
- Franck, Siegfried. Funkenentladungen in Luft-Staubgemischen **87**, 323.
- Frank, Erich. Über Reichweite und Absorption natürlicher H-Strahlen **90**, 764.
- Franßen, H. s. Durau, F. **89**, 757.
- Franz, W. Über den Compton-Effekt am gebundenen Elektron **90**, 623.

- Fredenhagen, Karl. Über das Zustandekommen des osmotischen Druckes und seine theoretische Berechnung **86**, 62; II. Eine Rückerwiderung an Herrn Kurt Wohl **88**, 806.
- Fricke, Hans. Die Durchschlagspannung von extrem reinem und trockenem Wasserstoff und Sauerstoff bei Drucken von 1 bis 60 Tor und Abständen von 1 bis 35 mm und ihre Abweichung vom Paschenschen Gesetz **86**, 464.
- s. Güntherschulze, A. **86**, 451, 821.
- Frisch, R. Experimenteller Nachweis des Einsteinschen Strahlungsrückstoßes **86**, 42.
- Fuchs, N. Über die Stabilität und Aufladung der Aerosole **89**, 736.
- Fucks, W. Gasentladung mit Diffusion und Querkraft. Mindestquerschnitt und Mindeststromstärke der Entladung **87**, 139.
- Füchtbauer, Chr. und Gössler, F. Verschiebung und unsymmetrische Verbreiterung von Absorptionslinien durch Fremdgase **87**, 89.
- , Schulz, P. und Brandt, A. F. Verschiebung von hohen Serienlinien des Natriums und Kaliums durch Fremdgase, Berechnung der Wirkungsquerschnitte von Edelgasen gegen sehr langsame Elektronen **90**, 403.
- Fürth, Reinhold. Bemerkungen zu einigen Arbeiten von M. Satō über die Brownsche Bewegung in Gasen **87**, 810.
- Gamow, G. Empirische Stabilitätsgrenzen von Atomkernen **89**, 592.
- Gans, Richard und Stuart, H. A. Molekulare Lichtzerstreuung an binären Gemischen (nach Messungen von Wilh. Müller) **86**, 765.
- Gapon, E. N. Zur Theorie des spontanen Positronzerfalls **90**, 279.
- Gebauer, R. s. Eckardt, A. **89**, 582.
- Geel, W. Ch. van und Emmens, H. Über die Gleichrichterwirkung **87**, 220.
- Gemant, A. Zur Theorie der Schallisolation von Wänden **87**, 700.
- Gerlach, M. s. Güntherschulze, A. **88**, 355.
- , Walther. Bemerkung zu dem „bunten Wasserstoff“ der Herren A. Güntherschulze u. Hans Betz **87**, 409.
- Gerö, L. s. Schmid, R. **86**, 297, 314.
- Ghosh, Chandrasekhar. Das Bandenspektrum des Wismutoxyds **82**, 241.
- , P. N. und Datta, A. C. Das Bandenspektrum des Phosphornitrids **87**, 500.
- Glaser, Walter. Bemerkung über die Zurückführung der formalen Operationen in der Vektoranalysis auf diejenigen der Vektoralgebra **88**, 409.
- s. Sitte, Kurt **88**, 103.
- und Sitte, Kurt. Elementare Unschärfen, Grenze des periodischen Systems und Massenverhältnis von Elektron und Proton **87**, 674.
- Gössler, F. s. Füchtbauer, Chr. **87**, 89.
- und Kundt, H. E. Druckverbreiterung und Druckverschiebung beim vierten Glied der Cäsiumhauptserie **89**, 63.
- Gombás, Paul. Über die diamagnetische Suszeptibilität der Atome **86**, 57.
- s. Neugebauer, Th. **89**, 480.
- Grasse, Walter. Stoßdämpfungsverbreiterung der Rotations-Schwingungslinien des HCl durch Zusatzgase **89**, 261.
- Grassmann, P. und Weiler, J. Das vollständige Ramanspektrum des Benzols von 4100—5100 Å. **86**, 321.
- Grobe, Gustav. Eine allgemeine analytische Darstellung einer Klasse geschlossener Linienzüge in der Ebene **89**, 388.
- Groos, Otto. Über den Mechanismus der positiven Säule der Glimmentladung in Argon **88**, 741.
- Gross, Friedrich s. Büssem, Wilhelm **86**, 135; **87**, 778.
- Grundmann, Walter. Über Fehlerquellen bei Flüssigkeitsthermometern, die durch das Verhalten der in ihnen verwandten Indikatoren bedingt sind **86**, 550.
- Güntherschulze, A. Dielektrizitätskonstante und Ionisierungsspannung der Gase **86**, 249.
- Die Elektronengeschwindigkeit in Isolatoren bei hohen Feldstärken und ihre Beziehung zur Theorie des elektrischen Durchschlages **86**, 778.

- Betz
14.
anden-
f 241.
Das
nitrids
r die
Opera-
f die-
09.
Un-
schen
von
, 89.
kver-
bung
aupt-
gne-
, 57.
sver-
ngs-
261.
voll-
zols
aly-
ge-
ene
nus
ang
elm
er-
rn,
en
nd
ts-
ng
in
nd
k-
- Güntherschulze, A. Erwiderung auf die Bemerkung des Herrn Gerlach zu dem „Bunten Wasserstoff“ 88, 273.
— und Fricke, Hans. Eine neue Art von Glimmentladung ohne Hittorfschen Dunkelraum und ohne Kathodenfall 86, 451.
— — Die allgemeinen Bedingungen für die Glimmentladung ohne Kathodenfall und Dunkelraum 86, 821.
— und Gerlach, M. Das Leuchten des CaWO_4 in Abhängigkeit von einem hindurchfließenden Elektronenstrom 88, 355.
Guggenheimer, K. s. Beutler, H. 87, 176, 188; 88, 25.
Guntzsch, Arnold. Zur Struktur der zweiten positiven Stickstoffgruppe 86, 262.
— Über das Bandenspektrum des Magnesiumhydrids 87, 312.
Haantjes, J. s. Schouten, J. A. 89, 357.
Harmsen, H., Hertz, G. u. Schütze, W. Weitere Versuche zur Isotopentrennung. Reindarstellung des schweren Wasserstoffs durch Diffusion 90, 703.
Haxel, O. Die Protonenemission des Aluminiums bei den höchsten α -Strahlen-Energien 88, 346.
— Anregungsfunktion der Protonenemission des Aluminiumkerns bei hohen α -Strahl-Energien 90, 373.
Heel, A. C. S van s. Visser, G. H. 86, 694.
Heidenreich, Franz. Anregung des Borkerns zur Protonenemission durch Po- α -Strahlen 86, 675.
Heisenberg, W. Bemerkungen zur Diracschen Theorie des Positrons 90, 209.
Heiting, Th. Untersuchungen über die durch harte γ -Strahlung hervorgerufene Sekundärstrahlung 86, 127.
Hellmann, R. Über die Verbreiterung der positiven Raumsäule 87, 277.
Henneberg, Walter. Anregung von Atomen in inneren Schalen durch langsame Protonen und α -Teilchen 86, 592.
— Über achromatische elektrische Elektronenlinsen 90, 742.
Henning, E. und Schade, R. Messungen an Geiger-Müllerschen Zählrohren mit blanken Elektroden 90, 597.
Herrmann, Aloys. Das Verhalten des Duantenelektrometers gegenüber Wechselspannungen 87, 718.
Hertlein, H. F. Über den Ramaneffekt in Nitrobenzol 87, 744.
Hertz, G. s. Harmsen, H. 90, 703.
Herzberg, G. s. Curry, J. 86, 348.
— und Spinks, J. W. T. Photographie der zweiten Oberschwingung des HCl bei $1,19 \mu$ mit großer Dispersion 89, 474.
—, L. s. Curry, J. 86, 348.
Herzog, Richard. Ionen- und elektronenoptische Zylinderlinsen und Prismen. I. 89, 447.
— s. Mattauch, J. 89, 786.
Hettner, G. Die Kernschwingungsbande des festen und flüssigen Chlorwasserstoffs zwischen 20° abs. und 160° abs. 89, 234.
Hevesy, G. v. und Faessler, A. Über die Wirkung von Kathodenstrahlen auf Gemische 88, 336.
Hiedemann, E. s. Asbach, H. R. 88, 395.
— s. Bachem, Ch. 87, 734; 89, 502.
— und Asbach, H. R. Einige optische Versuche über die Reflexion von Ultraschallwellen 87, 442.
— — und Hoesch, K. H. Die Sichtbarmachung der stehenden Ultraschallwellen in durchsichtigen festen Körpern. I. Optische Untersuchung an einem Piezo-Quarz 90, 322.
Hilsch, R. und Pohl, R. W. Zur Elektronenleitung in Alkalihalogenidkristallen. 1. Teil. Stationäre Ströme 87, 78.
Hippel, A. v. Die elektrische Festigkeit der Alkalihalogenide und ihre Beeinflussung durch Mischkristallbildung und Fremdzusätze 88, 358.
Hirone, T. s. Honda, K. 88, 414.
Hlučka, Franz. Über die Gesetzmäßigkeiten lichtelektrischer Absorption 89, 497.
Hochberg, J. s. Petrikaln, A. 86, 214; 87, 311.
Hönl, H. Über ein Additionstheorem der Kugelfunktionen und seine Anwendung auf die Richtungsquantisierung der Atome 89, 244.
Hoesch, K. H. s. Hiedemann, E. 90, 322.

- Holm, R. und Meissner, W. Einige Kontaktwiderstandsmessungen bei tiefen Temperaturen **86**, 787.
- Holst, W. Über ein Triplettbandenspektrum von Aluminiumhydrid **86**, 338.
- Über das Bandenspektrum des ionisierten Aluminiumhydrides **89**, 40.
- Über ein neues Bandenspektrum von Aluminiumhydrid **90**, 728.
- Über ein neues $^1\Sigma^{***} \rightarrow ^1\Pi$ -System des Aluminiumhydrids **90**, 735.
- und Hulthén, E. Eine Untersuchung über die Bandenspektren des Aluminiumhydrids und Aluminiumdeutrides **90**, 712.
- Honda, K. und Hirone, T. Nachtrag zu unserer Arbeit: Über die diamagnetische Suszeptibilität des Wasserstoffmoleküls **88**, 414.
- Honigmann, E. J. M. Spezifische Wärmen des realen Gases **87**, 659.
- Hori, Takeo. Über die Kohlenstoffbande bei 2313 Å. (Die Möglichkeit der Existenz eines C_3 -Moleküls von der gleichseitigen Dreiecksgestalt) **88**, 495.
- Horn, W. s. Bothe, W. **88**, 683.
- Hulthén, E. s. Holst, W. **90**, 712.
- , L. Über die quantenmechanische Herleitung der Balmerterme **86**, 21.
- Hylleraas, Egil A. Polarisierungseffekt der Helium-*D*-Terme. Dipol- und Quadrupoleffekt **88**, 108.
- Ingelstam, Erik Carlsson. Quadrupolübergänge und andere neue schwache Linien in den *K*-Spektren der Elemente 48 Cd und 50 Sn. III. **87**, 283.
- , E. C:son s. Carlson, Erik und Ingelstam, Erik Carlsson.
- und Ray, B. B. Messungen der *K*-Absorptionsgrenzen der Elemente 37 Rb bis 50 Sn **88**, 218.
- Jackson, D. A. Die magnetischen Kernmomente der Rubidium-Isotopen **86**, 131.
- Jacyna, W., Derewjankin, S., Obnorsky, A. und Parfentjew, T. Bemerkung über die Beattie-Bridgemansche und die Tzu Chang Huangsche Form der Zustandsgleichung **89**, 370.
- — — Zur thermodynamischen Theorie der Zustandsgleichung **90**, 331.
- Jäkel, Paul s. Steubing, Walter **90**, 112.
- Jaffé, George. Zur Theorie des Wasserstoffmolekülions **87**, 535.
- Jagersberger, A. Zur Elektrizitätsleitung in dünnen Metallschichten **87**, 513.
- Die spontane Lichtdurchlässigkeitsänderung von dünnen Metallfolien. Zusammenhang mit der spontanen Widerstandsänderung und der Struktur der dünnen Metallschichten. (III. Mitteilung.) **89**, 564.
- und Schmid, F. Die spontane Lichtdurchlässigkeitsänderung von dünnen Silberfolien. (I. Mitteilung) **88**, 265. (II. Mitteilung) **89**, 557.
- Jánossy, L. Zählrohrinvarianten **88**, 372.
- Janssen, C. s. Slooten, Frl. E. J. M. van der **86**, 760.
- Jensen, H. Über den Austausch im Thomas-Fermi-Atom **89**, 713.
- Jehle, Herbert. Zur allgemeinen relativistischen Quantenmechanik. I. Geodätische Linie und Quantenmechanik **87**, 370.
- Johannson, H. Das elektrische Immersionsobjektiv als System der Braunschen Röhre **90**, 748.
- und Knecht, W. Beitrag zur kombinierten Benutzung elektrischer und magnetischer Elektronenlinsen **86**, 367.
- Jordan, P. Über die Multiplikation quantenmechanischer Größen. II. **87**, 505.
- Jushakow, V. s. Arzybyschew, S. **86**, 521.
- Justi, E. Über neuere Verfahren zur Erzeugung tiefer Temperaturen **87**, 273.
- Kallmann, H. und Schüler, H. Über die magnetischen Momente der Atomkerne **88**, 210.
- Karlsson, Harald und Siegbahn, Manne. Die *K*-Reihe der Elemente Aluminium und Magnesium **88**, 76.
- Kassel, Martin. Zur Strukturempfindlichkeit des Tieftemperatur-Ionenleitvermögens von Steinsalzkrystallen **90**, 287.
- Kast, W. und Bouma, P. J. Anisotrope Flüssigkeiten („Flüssige Kristalle“) im elektrischen Felde. III. (Messungen des dielektrischen Verlustes von kr. fl. *p*-Azoxyanisol) **87**, 753.
- und Ornstein, L. S. Registrierungen der Lichtdurchlässigkeit der anisotro-

- pen Schmelze des p-Azoxyanisols im Magnetfeld. (Ein Beitrag zur Schwarmtheorie der „Flüssigen Kristalle“) **87**, 763.
- Katz, Helmut. Magnetische Untersuchungen an organischen Radikalen **87**, 238.
- Kaya, S. Pulverfiguren des magnetisierten Eiseneinkristalls **89**, 796; (II. Mitteilung) **90**, 551.
- Keller, F. und Lehmann, W. R. Messung der Dielektrizitätskonstanten chemisch definierter Körper **88**, 677.
- Khanna, Mohan Lal s. Bhatnagar, S. S. **89**, 506.
- Kiessig, H. s. Broili, H. **87**, 425.
- Kikuchi, Seishi und Nakagawa, Shigeo. Zum inneren Potential des Kristalls **88**, 757.
- Klarmann, H. Die künstliche Umwandlung des Magnesiums durch Polonium- α -Teilchen **87**, 411.
- Klimmeck, Arthur. Berichtigung zu der Arbeit: „Die Größenbestimmung von Ultramikronen in Thalliumsalzlösungen“ **87**, 410.
- Klug, H. s. Bartelt, O. **89**, 779.
- Knauer, Friedrich. Über die Streuung von Molekularstrahlen in Gasen. II. **90**, 559.
- Knecht, W. s. Johansson, H. **86**, 367.
- Kneser, H. O. s. Ellis, J. W. **86**, 583.
- König, Atty. Atomrümmernmessungen an metallischem Natrium **90**, 197.
- Kolhörster, Werner. Untersuchungen an extrem gefilterten Höhenstrahlen **88**, 536.
- und Tuwim, L. Spezifische Koinzidenzfähigkeit der Höhenstrahlung in freier Luft und hinter 10 cm Blei in Seehöhe **86**, 530.
- Kopfermann, Hans und Rindal, Eva. Über die Kernmomente des Xenons **87**, 460.
- Kornetzki, Max. Über die Magnetostriktion von ferromagnetischen Ellipsoiden. II. Messungen an Eisen und Kobalt **87**, 560.
- s. Becker, R. **88**, 634.
- Kosman, M. s. Alichanjan, A. **90**, 779.
- Kosodaew, M. S. s. Alichanow, A. I. **90**, 249.
- Kramer, J. s. Zahn, H. **86**, 413.
- Kraus, P. Zur Messung der Druckabhängigkeit von Ionisationsströmen **88**, 99.
- Krbek, F. v. Einheitliche Behandlung der verschiedenen Statistiken **89**, 83.
- Kretschmann, Erich. Beitrag zur Kritik der Blochschen Theorie der Elektrizitätsleitung **87**, 518.
- Über die Resonanzbedingung und über die Beschleunigung der Elektronen in der Blochschen Theorie der Elektrizitätsleitung. Entgegnung an R. Peierls **88**, 792.
- Kudrjawzewa, W. Über die ultraviolette Fluoreszenz der röntgenisierten Steinsalzkristalle **90**, 489.
- Kullenberg, B. Zum Starkeffekt in Helium **90**, 567.
- Kulp, M. Zur Deutung der Verbreiterungseffekte an Spektrallinien durch Fremdgaszusatz **87**, 245.
- Kundt, H. E. s. Gössler, F. **89**, 63.
- Ladenburg, R. und Levy, S. Anomale Dispersion an den Bandenlinien des Li₂-Moleküls **88**, 449.
- — Untersuchungen über die anomale Dispersion angeregter Gase. VIII. Teil. Die Übergangswahrscheinlichkeiten der rotgelben Neonlinien ($s-p$) und die Lebensdauer der p -Zustände **88**, 461.
- Landwehr, R. Gitter als Hilfsmittel der photographischen Spektralphotometrie **87**, 447.
- Larsén, Tage. Beitrag zur Dispersion der Edelgase **88**, 389.
- Laschkarew, W. E. Zur Bestimmung des inneren Potentials aus Elektronenbeugung **86**, 797.
- Über die Bestimmung des Ganges des inneren Potentials in einem Kristallgitter aus den Abweichungen vom Bragg'schen Gesetz bei Elektronenbeugung. II. Teil. **89**, 820.
- Lehmann, W. R. s. Keller, F. **88**, 677.
- Lessheim, H. und Samuel, R. Berichtigung zu unserer Arbeit: Über die Dissoziation zweiatomiger Moleküle mit $p-p$ -Bindung **88**, 276.
- Levy, S. s. Farkas, L. **89**, 256.
- s. Ladenburg, R. **88**, 449, 461.

- Liempt, J. A. M. van. Zur Theorie des Grenzstromes bei Schmelzsicherungen **86**, 387.
- Lihl, F. Röntgenographische Feinstruktur-Untersuchungen an Kupfer **89**, 537.
- Ludloff, H. und Reymann, G. Über die Energieverteilung eines Flächengitters, dessen Atome einen Elektronen-Bahnimpuls besitzen **87**, 154.
- Lueder, H. und Spenke, E. Zur Frage nach der Höchstempfindlichkeit von umkehrbaren elektroakustischen Empfängern **86**, 537.
- Lundquist, Osvald. Röntgenemissionsspektrum und chemische Bindung. III. Über das $K\alpha_1, \alpha_2$ -Dublett des Schwefels in verschiedenen Sulfiden **89**, 273.
- Lwowa, L. s. Chramov, P. **89**, 443.
- Madelung, E. Operatoren und Mittelwertsbildungen in der Wellenmechanik **87**, 361.
- und Flügge, S. Eine neue Deutung der Wellenmechanik **87**, 432.
- Mäder, Martin. Die Eigenschaften der Samarium-Strahlung **88**, 601.
- Magnusson, T. s. Siegbahn, Manne. **87**, 291; **88**, 559.
- Mahajan, L. D. Der Einfluß tiefen Druckes auf die Lebensdauer von flüssigen Tropfen an der Oberfläche derselben Flüssigkeit **90**, 663.
- Mahanti, P. C. Das Bandenspektrum des Aluminiumchlorids **88**, 550.
- Mahnke, Diedrich. Temperaturabhängigkeit der Dauerzugfestigkeit und Zerreißfestigkeit synthetischer Steinsalzkrystalle **90**, 177.
- Maier-Leibnitz, H. und Spöner, H. Über die kleinsten Anregungsspannungen des Stickstoffmoleküls **89**, 431.
- Malov, N. N. Die Berechnung der Erwärmung von zylindrischen Körpern im Kondensatorfelde **90**, 802.
- Mannkopff, R. Über Elektronendichte und Elektronentemperatur in frei brennenden Lichtbögen **86**, 161.
- Margenau, H. Zur Theorie der Verbreiterung von Spektrallinien **86**, 523.
- Matossi, F. s. Schaefer, Cl. **89**, 210.
- Mattauch, J. und Herzog, R. Über einen neuen Massenspektrographen **89**, 786.
- Mecke, R. s. Vedder, H. **86**, 137.
- Meibom, R. v. und Rupp, E. Berichtigung zu dem Artikel: Elektronenbeugung in weiten Winkeln **90**, 432.
- Meißner, K. W., Bartelt, O. und Eckstein, L. Zur Kenntnis des Schwefelbogenspektrums **86**, 54.
- Meissner, W. s. Holm, R. **86**, 787.
- und Westerhoff, H. Messungen mit Hilfe von flüssigem Helium. XXIII. Supraleitfähigkeit von Vanadium **87**, 206.
- Meitner, L. und Philipp, K. Weitere Versuche mit Neutronen **87**, 484.
- Meixner, J. Über die Streuung von schnellen Elektronen nach der Diracschen Theorie **90**, 312.
- Mentzel, A. Untersuchung des Absorptionsverlaufes von K Cl und K Br auf der kurzwelligen Seite ihrer ultraroten Eigenschwingung **88**, 178.
- Messerschmidt, W. Über Schwankungsmessungen der Ultrastrahlung. III. **87**, 800.
- Michel, G. Wechselspannungsmessungen mit dem Duantenelektrometer **87**, 706.
- Miescher, E. und Wehrli, M. Bemerkung zur Arbeit von A. Petrikaln und J. Hochberg: Die Molekularspektren einiger Indium- und Gallium-Halogenide **87**, 310.
- Mittmann, Albrecht. Über die Temperaturabhängigkeit der Selensperrschichtphotozelle **88**, 366.
- Mönch, G. Temperatureinfluß auf die Voltaspannung der Metalle **90**, 433.
- Die Temperaturabhängigkeit der Voltaspannung von Kupferoxydul **90**, 576.
- Moraczewska, M. Über die Abhängigkeit der Linienform der Hg-Linie 2537 Å von der Beobachtungsrichtung der Resonanzstrahlung **89**, 546.
- Mrozowski, S. Über die Struktur des Bandenspektrums des Quecksilberdampfes **87**, 340.
- Müller, Herbert. Über die Umwandlung des Austenits (Härtung unter Druck) **86**, 532.

- Müller, J. Permeabilität von Nickel und Eisen bei sehr kleinen Wellenlängen $\lambda = 4$ bis 10 m 88, 143.
- Widerstandsänderung von Nickel, Eisen und Wismut in tonfrequenten Wechselmagnetfeldern 88, 277.
- Wilhelm. s. Gans, Richard 86, 765.
- Münster, Cl. Über die magnetische Doppelbrechung von Lösungen paramagnetischer Salze 88, 593.
- Mukherjee, P. C. Streuung von Röntgenstrahlen durch Kohlenstoff 88, 247.
- Murmann, H. Über die Vakuummessung mittels Hitzdrähten 86, 14.
- Zur Frage der anomalen elektrischen Leitfähigkeit dünner Metalle 89, 426.
- Myer, J. Leland. Sondenmessungen am Lichtbogen in Luft bei atmosphärischem Druck 87, 1.
- Nakagawa, Shigeo. s. Kikuchi, Seishi 88, 757.
- Neugebauer, Th. Vergleich der sich auf die elektrische Doppelbrechung beziehenden quantentheoretischen Formeln mit der Erfahrung 86, 392.
- Zur Theorie der Polarisationsenergie im kubischen Gitter 90, 693.
- und Gombás, Paul. Berechnung der Gitterkonstante des Kaliumchlorids. 89, 480.
- Neumann, Edel-Agathe. Zur Frage der reversiblen magnetischen Zustandsänderungen und der magnetischen Nachwirkung 89, 308.
- Nevgi, M. B. s. Bhatnagar S. S. 89, 506.
- Nitka, H. Ergänzung und Berichtigung zur Arbeit: „Kapazitätsberechnung eines Kreisplattenkondensators mit keilförmig zueinander liegenden Elektroden“ 86, 831.
- Novobatzky, Karl. Universelle Feldtheorie 89, 373, 750.
- Obnorsky, A. s. Jacyna, W. 89, 370; 90, 331.
- Ohlin, Per s. Alfvén, Hannes 89, 826; 90, 416.
- Olsson, E. Ein Bandenspektrum des Se_2 90, 138.
- Ornstein, L. S. s. Kast, W. 87, 763.
- Orowan, E. Die erhöhte Festigkeit dünner Fäden, der Joffé-Effekt und verwandte Erscheinungen vom Stand-
Zeitschrift für Physik. Bd. 90.
punkt der Griffithschen Bruchtheorie 86, 195.
- Orowan, E. Die Dämpfungsfähigkeit von Glimmer als empfindliche Eigenschaft 87, 749.
- Zur Kristallplastizität. I. Tieftemperaturplastizität u. Beckersche Formel 89, 605.
- Dasselbe. II. Die dynamische Auffassung der Kristallplastizität 89, 614.
- Dasselbe. III. Über den Mechanismus des Gleitvorganges 89, 634.
- Bemerkungen zu einer polemischen Arbeit von F. Zwicky 89, 774.
- Ortner, Gustav und Schintlmeister, Josef. Zur Radioaktivität von Samarium 90, 698.
- und Stetter, Georg. H-Strahlen aus Aluminium mit $\text{RaB} + \text{C}$ als Strahlungsquelle 89, 708.
- Ostermann, Hans. Über den Paramagnetismus des Elektronengases 89, 68.
- Ott, H. Lorentzfaktor bei Schichtliniendiagrammen und beim Röntgengoniometer 88, 699.
- Parfentjew, T. s. Jacyna, W. 89, 370; 90, 331.
- Paton, R. F. Protonenemission durch Bor und Phosphor unter der Einwirkung energiereicher α -Strahlen 90, 586.
- Peierls, R. Bemerkungen zur Theorie der Metalle. Antwort auf die Kritik von E. Kretschmann 88, 786.
- Petrikaln, A. und Hochberg, J. Die Molekularspektren einiger Indium- und Gallium-Halogenide 86, 214.
- — Antwort auf die Bemerkung von E. Miescher und M. Wehrli 87, 311.
- Petržilka, V. und Zachoval, L. Sichtbarmachung von Schwingungen einer Quarzplatte mittels der Schlierenmethode 90, 700.
- Pfundt, P. Die Druckabhängigkeit des Restionsationsstromes in ihrer Beziehung zu der Ultrastrahlungsmessung 90, 440.
- Philipp, K. s. Meitner, L. 87, 484.
- Picht, Johannes. Zur Theorie der Interferenzerscheinungen an Linsenrasterfilmen 88, 779; II. 90, 421.

- Pietzcker, Arnold. Experimentelle Beiträge zum magnetooptischen Kerr-Effekt 88, 311.
- Pike, Eugene W. Beiträge zur Kenntnis des normalen Kathodenfalls 90, 319.
- Pogány, Béla. Die Zeemanaufspaltungen der ultraroten Krypton I-Linien 86, 729.
- Pohl, R. W. Nachtrag zu den Arbeiten von E. Gundelach und K. Korth über Dispersionsmessungen im Ultraroten 86, 833.
- s. Hilsch, R. 87, 78.
- Polanyi, M. Über eine Art Gitterstörung, die einen Kristall plastisch machen könnte 89, 660.
- Pose, H. und Diebner, K. Streuung von α -Teilchen an H-Kernen 90, 773.
- Pránsnik, Leopold, Bestimmung der Verteilung und des maximalen Wertes der Temperatur in der Umgebung einer Querschnittseinschnürung eines im Vakuum geglühten Drahtes 86, 253.
- Prileshajewa, N. Die anomale Verstärkung der Quecksilberlinie 5461 Å in der $N_2 + O_2$ -Entladung 89, 24.
- Priležaev, S. Zur Bestimmung der Planckschen Konstante aus Geschwindigkeitsmessungen an Photoelektronen 87, 28.
- Raether, H. Elektroneninterferenzen an mechanisch bearbeiteten Oberflächen. 86, 82.
- Rajewsky, B. und Dänzer, H. Über einige Wirkungen von Strahlen. VI. Eine Erweiterung der statistischen Theorie der biologischen Strahlenwirkung. 1. Teil 89, 412.
- Rao, B. V. Raghavendra. Einige Multiplette im Spektrum des Cu III 88, 135.
- , C. Sambasiva s. Rao, I. Ramakrishna 88, 127.
- , I. Ramakrishna. Ramanfrequenzen des Natriumnitrats in verschiedenen Zuständen 90, 650.
- Struktur und Polarisation der Ramanbanden des Wassers 90, 658.
- und Rao, C. Sambasiva. Raman-Frequenzen der Ammoniumgruppe 88, 127.
- Rasmussen, Ebbe. Serien im Funkenspektrum des Radiums. Ra II 86, 24.
- Das Bogenspektrum des Radiums 87, 607.
- Rathenau, Gert. Untersuchung am Absorptionsspektrum von Wasserdampf und Kohlendioxyd im Gebiet unter 2000 Å 87, 32.
- Rausch von Traubenberg, H. s. Eckardt, A. 89, 582.
- Ray, B. B. s. Ingelstam, E. C:son 88, 218.
- Recknagel, A. Berechnung der Elektronenterme der Stickstoffmolekel 87, 375.
- Renninger, M. Zur photographischen Wirkung ultraweicher Röntgenstrahlen 86, 382.
- Reverdatto, Ludmila. Über die Absorption des Lichtes in NaCl-Kristallen, welche einem Elektronenbombardement unterworfen sind 90, 512.
- Rexer, Ernst. Additive Verfärbung von Alkalihalogenidkristallen. III. Spektralphotometrische Ergebnisse 86, 1.
- Reymann, G. s. Ludloff, H. 87, 154.
- Richter, E.-F. Elektronenmikroskopische Beobachtungen über die Wanderung der Emissionssubstanz auf Oxydkathoden 86, 697; Berichtigung 87, 686.
- Rijanow, S. Zur Frage nach der „Elektronenbewegung“ im beschränkten Kristallgitter 89, 806.
- Rindal, Eva s. Kopfermann, Hans 87, 460.
- Rollwagen, Walter. Aufspaltung von Fadenstrahlen an einer Zylindersonde 86, 157.
- Potentialmessungen an Fadenstrahlen 89, 395.
- Rostagni, A. Untersuchungen über langsame Ionen und Neutralstrahlen 88, 55.
- Roth, Albert. Ultrarote Absorption von organischen Substanzen. III 87, 192.
- Rother, Franz und Bomke, Hans. Über die Berechnung der Austrittsarbeit aus einfachen Materialkonstanten 87, 231.
- — Zur Frage der Bestimmung der äußeren Austrittsarbeit W_a 87, 806.

- Funkens I 86, 24.
iums 87,
g am Ab-
serdampf
et unter
H. s.
88, 218.
er Elek-
fmolekel
phischen
strahlen
die Ab-
a Cl-Kri-
nenbom-
00, 512.
ung von
pektral-
1.
154.
opische
nderung
Oxyd-
ng 87,
„Elek-
änkten
ns 87,
ng von
rsonde
rahlen
über
rahlen
on von
, 192.
Hans.
tritts-
anten
der
806.
- Rupp, E. Polarisation der Elektronen an freien Atomen 88, 242.
— Polarisation der Elektronen in magnetischen Feldern 90, 166.
— s. Meibom, R. v. 90, 432.
Ruska, E. Über Fortschritte im Bau und in der Leistung des magnetischen Elektronenmikroskops 87, 580.
— Über ein magnetisches Objektiv für das Elektronenmikroskop 89, 90.
Salow, H. Bemerkung zu vorstehender Arbeit „Über die Deutung der O_4 -Spektren und der Nachweis mehratomiger Polarisationsmoleküle“ 90, 11.
Samuel, R. s. Lessheim, H. 88, 276.
Satô, Mizuho. Theorie der Brownschen Bewegung auf Grund der Fermischen Statistik 86, 667.
— Zusammenhang zwischen der H -Funktion und der Entropie nach der Fermischen Statistik 87, 498.
— Über die gequantelte Brownsche Bewegung 87, 669.
Sauter, Fritz. Zur stationären Behandlung der elastischen Streuung sehr schneller Elektronen 86, 818.
Schachenmeier, R. Zur Theorie der Supraleitung 89, 183.
— Zur Theorie der Supraleitung. Entgegnung an Herrn Bethe 90, 680.
Schade, R. s. Henning, E. 90, 597.
Schaefer, Cl., Matossi, F. und Wirtz, K. Das ultrarote Reflexionsspektrum von Silikaten 89, 210.
Schäfer, Karl. Atomfaktorbestimmungen im Gebiet der anomalen Dispersion. II. 86, 738.
Schenk, Dankwart. Untersuchungen über die Frequenzabhängigkeit der Elastizität bei Torsionsschwingungen. 88, 626.
Schintlmeister, Josef s. Ortner, Gustav 90, 698.
Schmid, E. s. Boas, W. 86, 828.
—, F. s. Jagersberger, A. 88, 265; 89, 557.
—, R. Zeeman-Effekt an Tripletbanden. Einfluß des Magnetfeldes auf die Linien der dritten positiven Kohlenoxydbanden 89, 701.
— und Gerö, L. Zur Rotationsanalyse der $^2\Sigma \rightarrow ^2\Sigma$ - und $^2\Pi \rightarrow ^2\Sigma$ -Banden des CO^+ 86, 297.
Schmid, R. und Gerö, L. Über den Zeemaneffekt der Kometenschweifbanden 86, 314.
Schmolke, H. Zur theoretischen Begründung der von W. Nernst für die Gleichung der freien Energie gewählten Schreibweise 88, 139.
Schnittger, Herbert. Das Verhalten der Resonanzlinie 2537 und Erklärung der Verstärkung des Quecksilbertripletts bei Zusatz von sehr trockenem Wasserstoff 88, 353.
Schouten, J. A. und Haantjes, J. Generelle Feldtheorie. VIII. Autogeodätische Linien und Feldlinien. 89, 357.
Schüler, H. Über die Darstellung der Kernmomente der Atome durch Kernvektoren 88, 323.
— Zur vorstehenden Bemerkung von Herrn Stern. (Über die Darstellung der Kernmomente der Atome durch Vektoren.) 89, 666.
— s. Kallmann, H. 88, 210.
Schütze, W. s. Harmsen, H. 90, 703.
Schulz, H. R. Lichtstarker Monochromator 88, 270.
—, P. s. Füchtbauer, Chr. 90, 403.
Schulze, Rudolf. Erklärungsversuch des Dunkelstromes der Alkalizellen als Glühelektronenstrom 90, 63.
Schweikert, G. Zur Theorie der Zustandsgleichung. I. 90, 355.
Seemann, H. J. Die elektrische Leitfähigkeit der CuPd-Legierungen mit ungeordneter und geordneter Atomverteilung in tiefer Temperatur. (Mit einem Nachtrag betr. Cu_3Pt) 88, 14.
Seidl, F. Bemerkung zu der Arbeit von A. D. Goldhammer: „Über den Einfluß von oberflächlichen Ladungen auf die Leitfähigkeitsmessungen von schlecht leitenden Substanzen“ 86, 274.
Sen-Gupta, P. K. Über eine Deutung der Absorptionsspektren der Moleküle 88, 647.
Sexl, Theodor. Zur Theorie der Atomzertrümmerung 87, 105.
Siegbahn, Manne s. Karlsson, Harald 88, 76.
— und Magnusson, T. Zur Spektroskopie der ultraweichen Röntgenstrahlung. II. 87, 291; III. 88, 559.

- Simon, Franz. Über neuere Verfahren zur Erzeugung tiefer Temperaturen. Bemerkungen zu der gleichnamigen Arbeit von Herrn Justi 87, 815.
- Sirk, H. Der Einfluß eines Magnetfeldes auf die Streuung von Röntgenstrahlen in Flüssigkeiten 89, 129.
- Sitte, K. s. Beck, G. 86, 105; 89, 259.
— s. Glaser, Walter 87, 674.
- , Kurt und Glaser, Walter. Versuch einer Deutung der Beziehung zwischen kosmischen und atomaren Größen 88, 103.
- Slooten, E. J. M. vander u. Janssen, C. Die Messung der Sichtbarkeitskurven für das Michelsonsche Interferometer 86, 760.
- Smakula, Alexander. Über die Absorption dünner Cu-, Ag- und Au-Schichten im sichtbaren und ultravioletten Gebiet 86, 185.
— Über die Solarisation der photographischen Platten 87, 231.
— Über die Lichtabsorption der Metalle 88, 114.
- Söderqvist, Jonas s. Edlén, Bengt 87, 217.
- Sokolow, A. Über die Energieniveaus des Elektrons in einem endlichen Kristallgitter 90, 520.
- Sommermeyer, K. Über Sondenmessungen in der positiven Edelgassäule 87, 741.
— Die Sondencharakteristiken der Entladungen in Gasen von hohen Drucken 90, 232.
- Specht, Paul. Über den Gleichrichter- und Photoeffekt am Siliciumcarbid-detektor 90, 145.
- Spenke, E. s. Lueder, H. 86, 537.
- Spinks, J. W. T. Über ein ultraviolettes Bandensystem von AsN 88, 511.
— s. Herzberg, G. 89, 474.
- Sponer, H. s. Maier-Leibnitz, H. 89, 431.
- Stade, Gerhard. Über die Gültigkeit der Berekischen Theorie bei der Abbildung im Mikroskop 84, 286.
— und Wetzlich, H. Zur Erklärung der Beckschen Versuche über das Auflösungsvermögen des Mikroskops im Dunkelfeld 86, 373.
- Steinheil, A. Elektronenbeugungsversuche am „Kreuzgitterpulver“ 89, 50.
- Stern, O. Bemerkung zur Arbeit von Herrn Schüler: Über die Darstellung der Kernmomente der Atome durch Vektoren 89, 665.
— s. Estermann, I. 86, 132.
- Stetter, Georg s. Ortner, Gustav 89, 708.
- Steubing, Walter und Jäkel, Paul. Über die Ursache der anomalen Verschiebungen im Starkeffekt des Wasserstoffs 90, 112.
- Stierstadt, O. Kristallstruktur und elektrische Eigenschaften. IV. Die Leitfähigkeitsflächen des Wismutkristalls (1. Teil) 87, 687.
- Stips, Heinz. Die Dielektrizitätskonstante wässriger Elektrolyte bei 30 cm Wellenlänge 88, 197.
- Strehl, K. Lösung von Gittern 88, 676.
— Gitterbilder 89, 254.
- Stuart, H. A. s. Gans, Richard 86, 765.
- Suhrmann, R. und Deponte, R. Lichtelektrische Untersuchung der Temperaturabhängigkeit der Elektronenaustrittsarbeit an einer mit atomarem Barium bedeckten Nickeloberfläche 86, 615.
- Széll, Koloman. Über die Statistik der mehratomigen Gase 86, 810.
- Tartakowsky, P. Lichtelektrische Leitung und Energieniveaus der Elektronen in Kristallen 90, 504.
- Teichmann, Horst. Bemerkungen zu Einwänden gegen meine Theorie des Kristallphotoeffektes 87, 264.
— s. Engelmann, A. 88, 275.
- Tönsberg, E. s. Vegard, L. 88, 709.
- Tohmfor, E. s. Cassel, H. 90, 427.
- Tolansky, S. Feinstruktur im Spektrum von Arsen II 87, 210.
- Trautz, Max und Ader, Heinrich. Spektroskopische Berechnung der Molwärmen von Luft, O₂, N₂ 89, 1.
— — Die Rotationswärme des Wasserdampfes 89, 12.
— — Die Berechnung der Molwärmen von Cl₂ und von Cl 89, 15.
- Trumpy, B. Ramaneffekt und Konstitution der Moleküle. VI. Ramanfrequenzen in CH₂Cl₂ und ihre Polarisierung.

- Polarisation der Flügel der Rayleighlinien 88, 226.
- Trumpy, B. Raman-Effekt und Konstitution der Moleküle. VII. Depolarisation der Raman-Frequenzen cis- und trans-isomerer Verbindungen. Raman-Frequenzen in CH_2Br_2 und ihre Polarisation 90, 133.
- Tschassowenny, W. s. Butkow, K. 90, 815.
- Tschetwerikowa, M. M. Die Glimmentladung und ihr Übergang in Bogenentladung im Quecksilber-Hochspannungsgleichrichter 87, 258.
- Tuwim, L. s. Kolhörster, W. 86, 530.
- Vedder, H. und Mecke, R. Das Rotationschwingungsspektrum des Methans 86, 137.
- Vegard, L. Die Struktur der β -Form des festen Kohlenoxyds 88, 235.
- und Tönsberg, E. Die spektrale Intensitätsverteilung im Nachthimmellicht und Nordlicht 88, 709.
- Vermes, N. Über die Verstärkung von kleinen Wechselspannungen durch Elektronenröhren 87, 647.
- Visser, G. H. und Heel, A. C. S. van. Über die Einwirkung des Lichtes auf Rubidiumjodiddampf (Bemerkung zur gleichnamigen Arbeit des Herrn Manohar S. Desai) 86, 694.
- Waller, I. Über die Rückwirkung der Strahlung bei der Streuung durch freie Elektronen 88, 436.
- Walling, Ernst. Überprüfung der Halbwertszeit von RaD 87, 603.
- Wang, Kan Chang. Über die β -Spektren von $\text{Th B} + \text{C} + \text{C}''$ 87, 633.
- Wataghin, G. Bemerkung über die Selbstenergie der Elektronen 88, 92.
- Wehrli, M. s. Miescher, E. 87, 310.
- Weiler, J. Raman-Effekt und Benzolproblem 89, 58.
- s. Grassmann, P. 86, 321.
- Weiss, H. E. s. Aderhold, H. 88, 83.
- Weisskopf, V. Über die Selbstenergie des Elektrons 89, 27; Berichtigung 90, 817.
- Weizel, W. Über das Rotationsschwingungsspektrum des Wasserdampfes 88, 214.
- Weizel, W. und Fischer, H. Die Anregungsenergie des metastabilen Stickstoffs 89, 283.
- Weizsäcker, C. F. v. Ausstrahlung bei Stößen sehr schneller Elektronen 88, 612.
- Wendenburg, Karl. Festigkeitseigenschaften bewässerter Salzkristalle. V. Zeitliche Nachwirkung der Ablösung mit verschiedenen Lösungsmitteln 88, 727.
- Wentzel, Gregor. Über die Eigenkräfte der Elementarteilchen. I. 86, 479; II. 86, 635; III. 87, 726.
- Wenzel, Paul. Zur Theorie der anomalen α -Streuung 90, 754.
- Wereide, Thorstein. Grundlage einer statistischen Thermodynamik der Molekularsysteme 88, 469.
- Werner, Sven. Die Entladungsformen im zylindrischen Zählrohr 90, 384.
- Westerhoff, H. s. Meissner, W. 87, 206.
- Wetzlich, H. s. Stade G. 86, 373.
- Wirtz, K. s. Schaefer, Cl. 89, 210.
- Witte, Helmut. Experimentelle Trennung von Temperaturanregung und Feldanregung im elektrischen Lichtbogen 88, 415.
- Wohl, Kurt. Über das Zustandekommen des osmotischen Druckes und seine theoretische Berechnung. Eine Erwiderung 88, 800.
- Dasselbe. II. Eine Antwort auf die vorstehende Rückerwiderng 88, 820.
- Zachoval, L. s. Petržilka, V. 90, 700.
- Zahn, H. und Kramer, J. Untersuchungen an amorphen Metallschichten 86, 413.
- Zehden, W. Die Linienabsorption des Natriumdampfes an beiden D -Linien 86, 555.
- Zickermann, Carl. Adsorption von Gasen an festen Oberflächen bei niedrigen Drucken 88, 43.
- Ziel, A. v. d. s. Coster, D. 86, 411.
- Zirkler, Johannes. Über die Verteilung des radioaktiven Thalliumisotopes $\text{Th C}''$ in Thalliumsalzlösungen 87, 410.
- Über die Verteilung des $\text{Th C}''$ in Thallosalzlösungen. I. 89, 439.